

P68
Vol. 1
1920
No. 13-24
N/c

Physikalische Berichte

Als Fortsetzung der

„Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literatur-
verzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von

Karl Scheel



Erster Jahrgang 1920

Zweite Hälfte

Juli bis Dezember

Zugleich enthaltend das alphabetische Namen-Register für den ganzen Jahrgang

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

1920

Alle Rechte,
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.

Kline Science

QC1

P448

1:2

cop. 2

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft
und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

1. Jahrgang

1. Juli 1920

Nr. 13

1. Allgemeines.

G. Wiegner und P. Stephan. Lehr- und Aufgabenbuch der Physik. Für Maschinenbau- und Gewerbeschulen sowie für verwandte Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Erster Teil. Allgemeine Eigenschaften der Körper. Mechanik. 2. Aufl. Leipzig-Berlin, B. G. Teubner, 1920. (Teubners Unterrichtsbücher für maschinentechnische Lehranstalten, Bd. I.) Das Buch behandelt im Abschnitt: Allgemeine Eigenschaften, die räumliche Ausdehnung und ihre Messung, die Aggregatzustände, Porosität, Teilbarkeit, Schwere und absolutes Gewicht, spezifisches und Einheitsgewicht, spezifisches Volumen, Kraft, Beharrungsvermögen, Kohäsion und Adhäsion, ferner in der Mechanik das Gleichgewicht fester Körper, die Bewegungslehre, die Dynamik fester Körper, endlich die Hydrostatik und -dynamik sowie die Aerostatik und -dynamik. Den der Technik entnommenen Aufgaben sind eine oder mehrere durchgerechnete Musteraufgaben vorangestellt. Die zur Lösung der Aufgaben notwendigen Begriffe und Formeln werden am Eingang eines jeden Paragraphen erläutert und abgeleitet. BÖTTGER.

K. Düsing. Lehrbuch der Experimentalphysik für technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Mit 385 Abb. XII u. 269 S. Leipzig, Dr. Max Jänecke, Verlagsbuchhandlung, 1920. Das Lehrbuch berücksichtigt gemäß den Bedürfnissen der Anstalten, für die es geschrieben ist, besonders eingehend die Mechanik und ferner die Wärmelehre, in der z. B. die in den meisten Schullehrbüchern nicht zur Behandlung kommende Thermodynamik in ihren Grundzügen erörtert wird. Die Lehre vom Schall und vom Licht werden entsprechend kürzer behandelt, die physikalische Optik z. B. auf etwa anderthalb Seiten. Die Elektrizitätslehre behandelt namentlich diejenigen Teile, welche in der Elektrotechnik weniger besprochen werden, weil diese den Gegenstand eines besonderen Unterrichtes auf technischen Lehranstalten bildet. BÖTTGER.

W. Nernst und A. Schoenflies. Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften. Kurzgefaßtes Lehrbuch der Differential- und Integralrechnung mit besonderer Berücksichtigung der Chemie. Mit 86 im Text befindlichen Figuren. 9. Aufl. XII u. 445 S. München und Berlin, Verlag von R. Oldenbourg, 1919. Das Buch ist gegen die letzte, die achte Auflage, nicht wesentlich verändert. Inhalt: 1. Die Elemente der analytischen Geometrie; 2. die Grundbegriffe der Differentialrechnung; 3. Differentiation der einfachen Funktionen; 4. die Integralrechnung; 5. Anwendungen der Integralrechnung; 6. bestimmte Integrale; 5. die höheren Differentialquo-

tienten und die Funktionen mehrerer Variabeln; 8. unendliche Reihen und Taylorscher Satz; 9. Theorie der Maxima und Minima; 10. Auflösung numerischer Gleichungen; 11. Differentiation und Integration empirisch festgestellter Funktionen; 12. Beispiele aus der Mechanik und Thermodynamik; 13. Partielle Differentialgleichungen. — Übungsaufgaben. Formelsammlung. SCHEEL.

Felix Auerbach. Wörterbuch der Physik. Mit 267 Figuren. X u. 466 S. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., 1920. Um Wiederholungen zu vermeiden, ist eine Unterscheidung gemacht zwischen Hauptartikeln (357), in denen die betreffende Materie im Zusammenhange dargestellt ist, und Verweisungsartikeln, in denen meist lediglich angegeben ist, in welchen Hauptartikeln sie vorkommen. Eine Mittelstellung nehmen gewisse, nicht besonders zahlreiche kurze Nebenartikel ein. SCHEEL.

A. Leick und W. Leick. Physikalische Tabellen. 2. Aufl. 96 S. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., 1920. (Sammlung Götschen, Nr. 650.) Inhalt: Mathematische Tabellen, Tabellen zur Astronomie und Geophysik, Maßsysteme, Tabellen zur Mechanik, zur Akustik, zur Kalorik, zur Optik, zur Elektrik und Magnetik. SCHEEL.

Leigh Page. A Century's Progress in Physics. Sill. Journ. (4) 46, 303—354, 1918. In diesem Jubiläumsheft — das erste Heft des Sill. Journ. erschien im Juli 1818 — wird ein kurzer Lebensabriß des Begründers der Zeitschrift, Benjamin Silliman, und ein Überblick über ihre Entwicklung gegeben. In weiteren elf Kapiteln folgt dann ein Überblick über die Entwicklung derjenigen Teile der Naturwissenschaften, die in der Zeitschrift besondere Berücksichtigung gefunden haben, während des verflossenen Jahrhunderts, wobei namentlich auf grundlegende Arbeiten verwiesen wird, die in der Zeitschrift veröffentlicht wurden. BÖTTGER.

M. Meyerhof. Die Optik der Araber. ZS. f. ophth. Opt. 8, 16—29, 42—54, 86—90, 1920. SCHEEL.

Josef Frank. Zur Geschichte des Astrolabs. Erlanger Berichte 50/51, 275—305, 1918/19. SCHEEL.

Zur Geschichte der Luftverflüssigung. Chem. Ztg. 44, 265, 1920. Wie Johann Conrad Fischer aus Schaffhausen in seinem „Tagebuch einer zweiten Reise über Paris nach London und einigen Fabrikstädten Englands vorzüglich in technologischer Hinsicht, Aarau 1826“ auf S. 55 mitteilt, will schon damals ein Engländer namens Perkins mittels einer hydraulischen Presse die Luft verflüssigt haben. Auch Faraday erwähnt diese angebliche Verflüssigung in einem in The Quart. Journ. of Sc., Literature and Arts 16, 229, London 1823 erschienenen Aufsatz: Historical Statement respecting the Liquefaction of Gases und weist auf den Unterschied zwischen diesem und dem von ihm benutzten Verfahren zur Verflüssigung hin. Unter dem Drucke von 1100 Atm. soll angeblich die atmosphärische Luft verschwinden und an ihrer Stelle eine geringe Menge einer Flüssigkeit entstanden sein, die beim Nachlassen des Druckes bestehen blieb, einen nur schwachen oder gar keinen Geschmack besaß und auf die Haut keine Wirkung ausübte. BÖTTGER.

Wachsmuth. Max Planck zu seinem 60. Geburtstage am 23. April 1918. Jahresber. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1918/19, 13—18.

Ebeling. Prof. Dr. August Raps†. Elektrot. ZS. 41, 363, 1920.

August Raps†. ZS. f. Beleuchtungsw. 26, 68—69, 1920.

Voss. Professor Dr. A. Raps†. ZS. f. Feinmech. 28, 63—64, 1920.

M. Sternberg. Einige Sätze über Mittelwerte. Leipziger Ber., Math.-phys. Kl., 71, 277—285, 1919. SCHEEL.

J. A. Schouten. On expansions in series of algebraic forms with different sets of variables of different degree. Proc. Amsterdam 22, 268—282, 1920. Die rein mathematische Arbeit hat die Zusammenhänge von algebraischen Formen und Affinorrechnung zum Gegenstande und behandelt hauptsächlich die Zerlegung von Formen in Reihen und Produkte von elementaren Formen. BLOCK.

R. Thebis. Handfertigkeitsskizzen im Laboratorium. Technische Winke für Unterricht und Praxis. 72 S. mit 80 Figuren. Leipzig 1919. SCHEEL.

T. S. Sligh, Jr. Some characteristics of the Gouy thermoregulator. Journ. Amer. Chem. Soc. 42, 60—68, 1920. Bei den gewöhnlichen Thermoregulatoren ist das Gefäß, welches die sich ausdehnende Flüssigkeit enthält, mit einer U-förmigen, teilweise mit Quecksilber gefüllten Kapillare verbunden. Durch die Verschiebung des Quecksilbermeniskus wird der Energiezufluß zu dem Bade verändert. Dem Quecksilbermeniskus steht ein Platindraht in fester Stellung gegenüber, durch dessen Berührung mit dem Quecksilber ein Stromkreis geschlossen wird, wodurch in den Stromkreis des Heizstromes entweder ein Widerstand eingeschaltet oder der Strom vollständig unterbrochen wird. Die Abänderung dieses Apparates durch Gouy (Journ. Phys. 6, 479, 1897) besteht nun darin, daß er dem Platindraht eine schwingende Bewegung erteilen läßt. Der Verf. beschreibt die Form, die er dem Apparat von Gouy gegeben hat. Der eine Schenkel des zum Teil mit Quecksilber gefüllten Kapillarrohres ist mit dem Gefäß verbunden, welches die sich ausdehnende Flüssigkeit enthält. Der andere längere Schenkel ist in gleicher Höhe mit der Mündung des ersteren kugelförmig erweitert. Unterhalb dieser Erweiterung ist ein Platindraht eingeschmolzen, der oberhalb der Erweiterung befindliche Teil des Rohres enthält eine zylindrische verschiebbare Führung, an deren Unterseite ein Platindraht befestigt ist, dem zusammen mit der Führung durch eine mechanische Vorrichtung eine in vertikaler Richtung erfolgende oszillierende Bewegung mit der Amplitude etwa 1 mm und der Schwingungsdauer etwa 1 sec erteilt werden kann. Indes kann die Schwingungsperiode auch innerhalb ziemlich weiter Grenzen geändert werden, deren untere Grenze durch die bei kürzeren Perioden auftretende Erschütterung der Quecksilberoberfläche, deren obere durch das Nachhinken des Thermoregulators in bezug auf die Heizquelle, d. h. durch die Anzahl von Sekunden bestimmt wird, die vergehen, bis der Thermoregulator die Stellung annimmt, die einer bestimmten Wärmemenge q entspricht, welche gleichmäßig und stetig in der Heizquelle entwickelt worden ist. Vergleichende Versuche mit einem Thermoregulator mit festem Platindraht und einem solchen, dessen Platindraht oszillierte, ergaben, daß sich mit dem ersteren ein Wasserbad innerhalb 0,005°, mittels des letzteren aber innerhalb 0,0001° genau regulieren ließ, wobei die Schwingungsperiode von 0,3 bis 3 sec verändert wurde, ohne daß eine Einwirkung auf die Regulierung wahrnehmbar war.

In einem Anhang leitet der Verf. die charakteristischen Gleichungen für den Thermoregulator mit festem und mit oszillierendem Platindraht ab. Er findet für den ersteren

für die Änderungen in der mittleren Badtemperatur $\Delta\Theta_m = \frac{t}{2M} \cdot \Delta W - t \cdot K \cdot \Delta\Phi$, für

den letzteren $\Delta\Theta_m = \frac{MK\Phi_1}{aW_1W_2} \Delta W - \frac{MK\Delta\Phi}{aW_2}$. Dabei bedeutet bei dem Regulator

mit festem Platindraht t die als Nachhinken bezeichnete Zeit (sec), M die Wärme-

kapazität des Bades (Joule/Grad); W die maximale elektrische Energie, die durch den Regulator geliefert wurde (Watt); K die Abkühlungskonstante des Bades (Grad/sec \times Grad); Φ die Temperaturdifferenz zwischen dem exponierten Teile des Bades und seiner Umgebung, die durch den Thermoregulator kompensiert wird. Bei dem mit beweglichem Platindraht versehenen Regulator ist a die Empfindlichkeit des Thermoregulators, d. h. die Verschiebung des Meniskus (cm) pro Grad Temperaturänderung des Bades; W die Verteilung der elektrischen Energie entlang des Weges des oszillierenden Teiles, ausgedrückt in Watt/cm, d. h. eine Verschiebung des Meniskus um 0,1 cm vermindert die durchschnittliche Energiezufuhr um $1/10$ Watt. BÖTTGER.

G. C. van Walsem. Noch einmal: Unsere Bunsensche Lampe. ZS. f. wiss. Mikroskopie 36, 157—159, 1920. Der Verf. hat früher (ZS. f. wiss. Mikroskopie 33, 337) eine Bunsensche Lampe beschrieben, die mit einer Einrichtung zur Herstellung einer kleinen Dauerflamme sowie einer ein- und ausschaltbaren Vorrichtung zur Verbindung des Zurückschlagens der großen Flamme versehen ist. Er hat an dieser Lampe einige Verbesserungen angebracht, über die er in der vorliegenden Mitteilung berichtet. BÖTTGER.

George Greenhill. Note on Dr. Searle's experiment on the harmonic motion of a rigid body. Proc. Cambr. Phil. Soc. 18, 135—136, 1915. Die Arbeit enthält einige Bemerkungen über die Ausführung von Versuchen mit Pendelschwingungen und Torsionsschwingungen zu Übungszwecken. BLOCK.

C. G. Abbot. A new method of determining the solar constant of radiation. Proc. Nat. Acad. 6, 4—7, 1920. [S. 850.] GERLACH.

John M. Blake. Plotting Crystal Zones on the Sphere. Sill. Journ. (4) 43, 237—242, 1917. Die Genauigkeit von Winkelmessungen an Kristallen ist des öfteren so gering, daß eine rein mathematische Behandlung nicht immer vorteilhaft ist. Als Hilfsmittel zur Herstellung gnomonischer Projektionen beschreibt Verf. ein einfaches Instrument, das aus einer oberflächlich geschwärzten Zinkkugel besteht, die sich in einem Gestell befindet, welches einen in Grade geteilten Äquatorialkreis aufweist, auf dem senkrecht ein Gradbogen, von 0 bis 90° geteilt, aufgesetzt ist. Die 12 Zoll im Durchmesser aufweisende Kugel gestattet, mit hinreichender Genauigkeit die Zonenkreise zu zeichnen. SCHULZ.

Fr. Meyer. Verfahren zum Löten von Wollaston- und Haardrähten mit Silber- und Goldlot. ZS. f. Fernmeldetechn. 1, 13, 1920. Eine Mikrofon-Kohlemembran wird horizontal in eine metallische Klemmvorrichtung eingeklemmt und mit dem $+$ -Pol einer 4 Voltbatterie verbunden. Eine dünne Bogenlampenkohle wird so weit spitz gefeilt, daß der Durchmesser der Kohlenspitze 1 mm beträgt, und in einer federnden Klemmvorrichtung unterhalb der Mikrofonmembran aufgestellt, so daß sie mit leichtem Druck gegen die Membran drückt. Unter Zwischenschaltung eines geeigneten Regulierungswiderstandes und Schalters wird dann die Kohle mit dem $-$ -Pol der Batterie verbunden. Bei Stromschluß tritt infolge des hohen Übergangswiderstandes von der Membran zur Kohle eine starke Erwärmung ein, die durch entsprechendes Regulieren der Stromstärke bis zur Weißglut gesteigert werden kann. Die zu lötenden Teile werden auf die Membran über die Glühstelle gelegt, und die zu lötende Stelle wird mit dem erforderlichen Flußmittel und Lot versehen. Alsdann wird der Strom geschlossen und die Temperatur der Glühstelle durch Regulieren des Widerstandes so weit gesteigert, bis das Lot fließt. BÖTTGER.

E. Hegemann. Die Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate. IV u. 127 S. mit 11 Figuren. Leipzig 1919. SCHEEL.

Walter Block. Über einige Grundfragen der wissenschaftlichen Meßkunde. Weltall 20, 111—114, 1920. Die Ansprüche an wissenschaftliche und technische Meßgeräte sind merklich verschieden. Die ersten sollen so gebaut sein, daß die unvermeidlichen mechanischen usw. Fehler unverändert bleiben und gut bestimmbar sind, so daß das Ergebnis rechnerisch von dem Einfluß solcher Fehler befreit werden kann. Die technischen Meßgeräte dagegen sollen ohne jede Rechnung das Ergebnis abzulesen gestatten. Im allgemeinen wird sich dabei nicht vermeiden lassen, daß sie an Genauigkeit hinter jenen zurückbleiben. Manche Meßverfahren sind für wissenschaftliche Zwecke hervorragend geeignet, für technische völlig unbrauchbar; ein Beispiel dafür ist die Stromstärkemessung mit dem Silbervoltmeter. Allmählich werden die technischen Meßgeräte immer mehr vervollkommen, so daß sich in vielen Fällen der oben geschilderte Unterschied völlig verwischt, so daß vielfach Wissenschaftler und Praktiker mit den gleichen Meßgeräten arbeiten.

Block.

Otto Grotrian. Beiträge zur geometrischen Verzeichnung von Niveauflächen. Phys. ZS. 21, 145—148, 1920. Die Arbeit behandelt ein zeichnerisches Verfahren zur Konstruktion von Kraftfeldern in den beiden Fällen, daß sich zwei punktförmige (elektrische oder magnetische) Agensteilchen q erstens mit ungleichen, zweitens mit gleichen Vorzeichen in den Punkten A_l und A_r befinden. Die Aufgaben werden je für eine durch die Punkte A gehende Ebene gelöst, so daß es sich also um die Ermittlung der Spuren der Niveauflächen handelt.

Aufgabe 1. Die Verteilung sei die folgende: $-q_l = -q$; $q_r = q$. Im Punkte P , der von A_l und A_r bzw. die Abstände r_l und r_r hat, herrscht das Potential $V = q(1/r_r - 1/r_l)$. Schreibt man $V/q = (1/r_r - 1/r_l) = 1/Q$, so bedeutet die Konstruktion der Niveaulinie $V = \text{const}$, daß längs dieser Linie auch $Q = \text{const}$ sei. Die Beziehung $1/r_r - 1/r_l = 1/Q$ wird nun auf folgende Weise konstruiert: In den Endpunkten einer (beliebig langen) Strecke AB werden die Lote $AC = Q$ und $BD = r_l$ errichtet. Die Geraden AD und BC schneiden sich in E . Das von E auf die Strecke gefällte Lot ist gleich r_r . Indem die Konstruktion in passender Weise in dem Felde selbst ausgeführt wird, ergibt sich eine sehr übersichtliche und rasch arbeitende Methode zur punktwisen Konstruktion von Niveaulinien. Aufgabe 2, in der sich das Potential zu $V = q \cdot (1/r_r + 1/r_l)$ ergibt, wird nach Vertauschen von r_r und Q sinngemäß erledigt.

SCHWERDT.

H. E. Merwin. A Table for Linear and Certain Other Interpolations on Spectrograms. Sill. Journ. (4) 43, 49—56, 1917. Bezeichnet man in einem Spektrum den Abstand einer Linie von einer gewissen Anfangslinie mit d , so handelt es sich darum, die Abhängigkeit zwischen d und der Wellenlänge λ zu ermitteln: $d = f(\lambda)$. Wird die Wellenlänge in μ gemessen, so ergibt sich eine Hilfsgröße n'_λ :

$$n'_\lambda = \frac{0,01}{\lambda^2 - 0,01} - 0,1 \lambda^3.$$

Es gilt nun in großer Annäherung die lineare Gleichung:

$$d_\lambda = K \cdot n'_\lambda - R,$$

in der K und R konstant sind.

Die Arbeit enthält für den Wertebereich $\lambda = 0,18000$ bis $0,8090$ die Werte n' auf 5 Dezimalen. Die Anordnung ist nach der Art der (fünfstelligen) Logarithmen tafeln getroffen, jedoch nehmen mit wachsendem λ die n -Werte ab, so daß bei der Interpolation also subtrahiert werden muß. Das folgende Beispiel deutet die Ausführung der Tafel an:

λ	n'_λ	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	Differenz
17	0,26	915	884	852	821	789	758	727	696	664	633	—
18		602	571	540	509	479	448	417	386	356	325	31
19		295	264	234	204	174	143	113	083	053	023	30
0,220	0,25	993	963	934	904	874	845	815	786	756	727	—
21		697	668	639	609	580	551	522	493	464	435	29
22		406	377	349	320	292	263	235	206	178	149	—

usw.

Die Tafeldifferenzen nehmen rasch ab. Von $\lambda = 0,33$ ab ist es daher hinreichend, die λ -Werte unter Einschluß der Interpolation nur auf vier Dezimalen zu ermitteln, während die n -Werte weiter fünfstellig angegeben werden. Auf diese Weise ist der Umfang der Tafel auf vier Seiten herabgemindert worden.

Es handelt sich im einzelnen Falle darum, aus einer Anzahl von Wertepaaren (d, λ) die Koeffizienten K und R zu finden. Dabei können in der Praxis nun drei Möglichkeiten eintreten.

I. Die Beobachtungswerte stellen eine lineare Abhängigkeit von n' in solcher Annäherung dar, daß die Abweichungen innerhalb der Beobachtungsfehler liegen. Dann findet man K und R aus zwei Wertepaaren, die möglichst an den beiden Grenzen des Bereiches von λ gewählt werden. Dieser Fall tritt beispielsweise bei einem Quarzspektrometer für den Bereich $0,46\mu$ bis $0,30\mu$ ein.

II. Die Abweichungen können merklich werden, aber dabei doch so klein bleiben, daß sie durch Korrektionsglieder ausgeglichen werden können.

III. Die Beobachtungswerte weichen vom linearen Verlauf erheblich ab. Für diesen Fall gibt Verf. das folgende Verfahren an: Man entnimmt der Tafel nicht den zu λ gehörigen Wert n'_λ , sondern den zur Wellenlänge $\lambda + \kappa$ gehörigen Wert $n'_{\lambda + \kappa}$, wobei die Wellenlänge $\lambda + \kappa$ dicht bei λ liegt, κ also eine verhältnismäßig kleine Zahl ist. Mit diesem veränderten Werte $n'_{\lambda + \kappa}$ geht man nun in die Gleichung $d_\lambda = K \cdot n'_{\lambda + \kappa} - R$, die nun bei passender Wahl von κ die Beobachtungen linear darstellt. Es ist nun wesentlich, daß κ für ein bestimmtes Instrument ein für allemal ermittelt werden kann, also eine Apparatkonstante ist. Als Beispiele für die Größenordnung von κ seien aus der Arbeit angeführt: Ein Flintglasspektroskop mit $\kappa = 0,09\mu$, ein Quarzspektroskop mit $\kappa = -0,02\mu$.

Wenn die Anzahl der zur Verfügung stehenden Wertepaare zu klein ist (weniger als vier bis fünf), verfährt man wie folgt:

$$\frac{d_3 - d_1}{n'_3 - n'_1} = N = \frac{d_2 - d_1}{n'_2 - n'_1} + C \cdot (d_3 - d_2).$$

Hieraus findet man C ; es ergibt sich dann

$$n'_\lambda = n'_1 + \frac{d_\lambda - d_1}{N - C \cdot (d_3 - d_4)}.$$

Im letzten Teile der Arbeit werden die benutzten Formeln in elementarer Weise und nach bekannten Methoden hergeleitet.

Der Vorteil der Tafel besteht in der größeren Genauigkeit, die sie vor den bekannten graphischen Methoden auszeichnet. Das Verfahren, an Stelle eines Korrektionsgliedes einen konstanten Zuschlag zum Argument einzuführen (in diesem Falle bei λ), dürfte auch in anderen Anwendungsgebieten häufig vorteilhaft sein und auch für andere Funktionstypen in Betracht kommen.

SCHWERDT.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

E. Cunningham. Einstein's relativity theory of gravitation. I. *Nature* **104**, 354—356, 1919. Eine kurze Skizze über die Bedeutung der allgemeinen Relativitätstheorie für die Entwicklung des physikalischen Weltbildes. FREUNDLICH.

E. Cunningham. Einstein's relativity theory of gravitation. II. The nature of the theory. *Nature* **104**, 374—376, 1919. Eine kurze allgemein verständliche Darlegung der Grundzüge der Einsteinschen Gravitationstheorie. FREUNDLICH.

E. Cunningham. Einstein's relativity theory of gravitation. III. The Crucial Phenomena. *Nature* **104**, 394—395, 1919. Der dritte kurze Bericht des Verf. über die allgemeine Relativitätstheorie bespricht die Frage der Prüfung der Theorie an der Erfahrung und den derzeitigen Stand dieser Prüfung. FREUNDLICH.

E. Cunningham. Einstein's Theory and a Map Analogue. *Nature* **104**, 436, 1920. Eine kurze Berichtigung einer fehlerhaften Bemerkung in seinem zweiten kurzen Aufsatz über die allgemeine Relativitätstheorie. FREUNDLICH.

E. Wooldard. Generalized Relativity and Gravitation. *Sill. Journ.* **45**, 425—437, 1918. Ein kurzes Referat über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie, für einen weiteren Kreis von Fachgenossen bestimmt. FREUNDLICH.

Erwin Freundlich. Die Entwicklung des physikalischen Weltbildes bis zur allgemeinen Relativitätstheorie. *Verh. Ver. z. Bef. d. Gewerbeff.* 1920, 45—59. Auf Grund eines knappen Abrisses der Entwicklung der Physik werden in diesem allgemein verständlich gehaltenen Vortrag die wesentlichsten Grundzüge der speziellen und allgemeinen Relativitätstheorie dargelegt. FREUNDLICH.

Joseph Larmor. Gravitation and Light. *Nature* **104**, 412, 1919. Anschließend an den dritten Bericht von Cunningham über die allgemeine Relativitätstheorie geht der Verf. auf eine merkwürdige, anscheinend mißverständliche Deutung der Einsteinschen Resultate ein, wonach weder eine Verschiebung der Spektrallinien noch eine Lichtablenkung auf Grund dieser Theorie in Wahrheit auftreten dürften. Andererseits weist er darauf hin, daß wegen der Schwere der Energie doch eine Ablenkung eines Lichtstrahles in der Nähe der Sonne in Erscheinung treten müßte. FREUNDLICH.

C. J. P. Cave. The Deflection of Light during a Solar Eclipse. *Nature* **104**, 413, 1919. Eine kurze Notiz zu der Vermutung von Prof. Anderson, die während der Sonnenfinsternis beobachtete Lichtablenkung in der Nähe der Sonne könne ein Refraktionseffekt in der Erdatmosphäre sein. FREUNDLICH.

Alexr. Anderson. Deflection of Light during a Solar Eclipse. *Nature* **104**, 436, 1920. Der Verf. stellt einige kurze Rechnungen an im Anschluß an die von ihm vertretene Auffassung, es könne die anlässlich der Sonnenfinsternis nachgewiesene Ablenkung eines Lichtstrahles im Gravitationsfelde der Sonne eine Folge irdischer Refraktionsanomalien sein. FREUNDLICH.

Sir Oliver J. Lodge. Connexion between Light and Gravitation. *Phil. Mag.* (6) **38**, 737, 1919. Es wird in dieser ganz kurzen Notiz versucht, das Wesen der Ablenkung eines Lichtstrahles, nach der allgemeinen Relativitätstheorie eine Folge der Schwere der Energie, auf Grund früherer Anschauungsformen plausibel zu machen. FREUNDLICH.

Th. de Donder. Le tenseur gravifique. Proc. Amsterdam **21**, 437—445, 1919. Im Anschluß an eine frühere Arbeit wird der explizite Wert des Gravitationstensors $t_{\lambda\mu}$ abgeleitet und danach der Wert des Tensors $t_{\lambda\mu} + T_{\lambda\mu}$ (elektromagnetischer Tensor). Es ergibt sich, daß in diesem Ausdruck alle Terme von $t_{\lambda\mu}$, welche die zweiten Ableitungen des Gravitationspotentials enthalten, verschwinden. In jedem Gravitations- und elektromagnetischen Feld wird die Kraft F_λ ($\lambda = 1, 2, 3, 4$) Null. Sie bleibt auch Null in jedem Gravitationsfeld, das Materie einschließt. Das Ergebnis ist unabhängig von dem gewählten Gravitationstensor. Eine Untersuchung von verschiedenen Gravitationstensenoren führte zu dem Ergebnis, daß man an dem von Einstein eine Korrektur anbringen muß. Für das Einstein-Schwarzschildsche Gravitationsfeld wird der Wert des $t_{\lambda\mu}$ abgeleitet. Der Wert $\sum_\lambda t_{\lambda\lambda}$ ergibt sich als unabhängig von den zweiten Ableitungen des Gravitationspotentials. Aus der Kovarianz von $t_{\lambda\mu}$ folgt endlich, daß es kogrediert mit dem elektromagnetischen Tensor $T_{\lambda\mu}$ für jede lineare Veränderung der Variablen x_1, x_2, x_3 und x_4 ist.

BLOCK.

Hans Th. Wolff. Betrachtungen über den radioaktiven Zerfall des Atomkernes. Phys. ZS. **21**, 175—178, 1920. [S. 817.]

SWINNE.

3. Mechanik.

N. C. Krishnaiyar. On the maintenance of vibrations of wires by electrical heating. Phys. Rev. (2) **14**, 490—496, 1919. [S. 823.]

BOEDEKER.

Rudolf Mewes. Anwendung auf Mechanik und Thermodynamik (Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Schwerkraftstrahlen). Neuausgabe der Schrift vom Jahre 1896. II. Teil. Gesammelte Arbeiten. I. Abt.: Raumzeitlehre oder Relativitätstheorie in Geistes- und Naturwissenschaft und Werkkunst. Heft 7. 92 S. Verlag Rudolf Mewes, Berlin 1920. Der Verf. sucht in dieser Schrift auf Grund recht konfuser Anschauungen den Nachweis zu erbringen, daß die Erscheinung der Massenanziehung nichts anderes sei als eine besondere Erscheinungsform der Wärmestrahlung und legt ausführlich dar, inwiefern, nach seiner Ansicht, Messungen am Horizontalpendel dafür den Nachweis erbrächten, daß sich die Gravitationswellen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten.

FREUNDLICH.

M. Born. Über die elektrische Natur der Kohäsionskräfte fester Körper. Ann. d. Phys. (4) **61**, 87—106, 1920. [S. 818.]

EWALD.

Orazio Lazzarino. Sopra alcuni casi singolari nella teoria dei giroscopi asimmetrici pesanti. Note II. Lincei Rend. (5) **28** [2], 259—267, 1919. Note III. Ebenda 329—333, 1919. Im ersten Teil der Abhandlung über Sonderfälle in der Theorie des unsymmetrischen schweren Kreisels (diese Ber. S. 459) war der Fall gleichbleibenden U untersucht. Hier wird weiter gezeigt, daß mit dieser Annahme „nur die beständigen Bewegungen verträglich sind“, daß der Schwungvektor nach Größe und Richtung konstant bleibt, daß die Drehachse ihm ständig parallel ist. Im Sonderfall eines symmetrischen Kreisels ist die raumfeste Drehachse parallel oder senkrecht zur Symmetrieachse. Ist dagegen die Invariante S , also die Projektion des Schwungvektors auf die Verbindungslinie des Schwer- und Unterstützungspunktes konstant, so muß zu den Gleichungen von Schiff, die dann mit denen von Euler-Poisson gleichwertig sind, eine weitere hinzugefügt werden.

Für unsymmetrische Kreisel mit konstantem S werden auch die Invarianten T und U konstant; dann sind die Drehungen beständig. Auch bei besonderen unsymmetrischen Kreiseln und unter besonderen Bewegungsbedingungen sind mit der Annahme, daß S von Null verschieden sei, nur die beständigen Drehungen verträglich. Beim Verschwinden von S sind nichtbeständige Drehungen nur möglich, wenn die augenblickliche Drehachse senkrecht zur Verbindungslinie zwischen Schwer- und Unterstützungspunkt steht; falls die Drehungen nicht beständig sind, sind die Polhodie und die Kurve des Endpunktes des Schwungvektors ebene Kurven. Zuletzt wird der Fall untersucht, daß die Ebene der Konstanten S dem Staudeschen Kegel angehört. Die Invariante U ist eine elliptische Funktion der Zeit.

EVERLING.

J. P. Kottkamp. Strength of Materials. New York 1919.

SCHEEL.

Carl Barus. An example of torsional viscous retrogression. Proc. Nat. Acad. 6, 2—3, 1920. Es wird eine unifilare Drehwage beschrieben, deren feste und bewegliche Massen je 1500 g wiegen, die zwei beweglichen sind 29,3 cm voneinander entfernt, die festen und beweglichen etwa 6 cm. Der von Hand gezogene Aufhängedraht ist 154 cm lang und 0,2 mm stark. Die Schwingungsdauer der Drehwage beträgt 14 Minuten. Für die gewählten Massen und Abstände ist die Anziehungskraft etwa $4 \cdot 10^{-3}$ Dynen, die mit Spiegel und Fernrohr abzulesende Ablenkung beträgt etwa 0,5 cm.

Am Aufhängedraht dieser Drehwage wurde eine langsam verschwindende Torsion beobachtet, welche von instabiler molekularer Konfiguration herrühren soll. Der unbelastete Draht erweist sich als spiralförmig verdreht mit etwa 2 Fuß Ganghöhe.

DIETERLE.

Friedr. Beyer. Beitrag zur Berechnung rasch umlaufender Scheiben. ZS. f. d. ges. Turbinenw. 17, 112—117, 121—125, 133—136, 1920. Zur Untersuchung eines Betriebsunfalles wurden die Spannungen im gerissenen Dampfturbinenrad eines Turbogenerators nachgerechnet. Die Ursache der Zerstörung wurde in einem Riß an der Nabe gefunden. Das Material entsprach der Bestellung. Der Grund für das erste Einreißen konnte nicht geklärt werden. Die Nachrechnung ergab hinreichende Bausicherheit, sie wurde nach dem Verfahren von Donath vorgenommen, der das Turbinenrad in mehrere dünne Scheiben zerlegt und schrittweise rechnet. Je nachdem, ob die „Stufen“ innerhalb oder außerhalb des Profils liegen, erhält man je zwei Werte für die Radial- und Tangentialspannung, die um so besser zusammenfallen, je mehr Stufen man nimmt.

Rascher und genauer kommt man zum Ziel, wenn man, nach dem Vorschlage des Verf., nach der Berechnung für jede Stufe den Mittelwert zwischen dem Ergebnis nach innerer und äußerer Einteilung nimmt und mit diesem weiterrechnet. Das wird an Beispielen gezeigt. Für den Kranz nimmt man einen passenden Wert der Tangentialspannung an (die Radialspannung ist Null), so daß am Übergang des Kranzes in eine Scheibe gleicher Festigkeit beide Spannungen denselben Wert erhalten.

EVERLING.

P. M. Heldt. How to prevent torsional vibrations in the crankshaft. Automotive Industries 42, 26—28, 1920. Bei Dieselmotoren für U-Boote mit 8 Zylindern und 2 Luftverdichtern, also ungewöhnlich langen Kurbelwellen, traten übermäßige Verdreheschwingungen auf, so daß man die Kupplung nicht ausrücken konnte. Ein zwischengeschalteter Lanchester-Schwingungsdämpfer wurde stark abgenutzt. Eine besondere Scheibenkupplung war notwendig.

Die Verdreheschwingungen der Wellen ließen sich aus der Verzerrung einer Sinuslinie nachweisen, die von einer bewegten Stimmgabel auf einer Scheibe am Wellen-

ende aufgezeichnet wurde. Man kann sich diese Schwingungen einschließlich der Resonanz an einem in der Hand gehaltenen, durch ein Gewicht beschwerten Draht klar machen, doch hat die Welle auch ganzzahlige Vielfache der Grundschiwingung, und ein Schwungrad verschiebt die Verhältnisse der Schwingungen. Dämpfer sind ungünstig; es fehlt ein Gerät zum Messen der Amplitude. Die kritische Drehzahl wird durch größeren Kurbelwellendurchmesser und leichtere Kolbenteile erhöht. Ausgleichsgewichte verstärken die Schwingungen. Der Antrieb der Steuerwellen muß an der Kurvenwelle angreifen, also ungefähr in der Mitte, Dämpfen der Schwingungen durch Federn ist wegen deren niedriger Eigenschwingungszahlen bedenklich.

EVERLING.

Georges Charpy. Sur les microretassures des lingots d'acier. C. R. **170**, 306–311, 1920. Schnitte von nicht gewalzten oder geschmiedeten Stahlblöcken zeigen häufig kleine Hohlräume, die infolge der Zusammenziehung beim Übergang zu dem festen Aggregatzustand entstanden sind. Diese werden als Feinlunker (microretassure) bezeichnet und darunter alle die Unterbrechungen des kontinuierlichen Zusammenhanges verstanden, die dann eintreten, wenn ein rings von schon erstarrten Teilen umgebener Tropfen des Materials noch einen Augenblick flüssig bleibt. Dies tritt hauptsächlich im Innern ein, wo die von verschiedenen Seiten kommenden Kristallendriten sich gegenseitig durchsetzen. Im Gegensatz zu den gewöhnlichen Lunkern werden sie erst sichtbar, wenn man die Stücke wie für die mikrophotographischen Aufnahmen poliert, und erscheinen dem bloßen Auge oder unter der Lupe als sehr feine Risse. Auf der nach Behandlung mit einem Kupferreagens erhaltenen Metallographie sieht man, daß sie zwischen den Kristallen verlaufen, und zwar hauptsächlich dort, wo sich die Dendriten in ihren Richtungen kreuzen.

Von den gewöhnlichen Lunkern unterscheiden sich die Feinlunker durch ihre gebogene Form, ihre beliebige Lage zur Blockachse und ihre Erstreckung bis in die unteren Teile, selbst bei sorgfältig gegossenen Blöcken. Sie lassen sich durch Warmpressen, am besten durch das Harmetverfahren, vermeiden. Erleiden die Blöcke eine Deformation durch Biegung oder Zug, so öffnen sich die Feinlunker, bis an einem von ihnen der Bruch erfolgt. Probestäbe aus dem gesunden Teile eines solchen Blocks zeigen nach entsprechender Wärmebehandlung Werte für die Festigkeit und Dehnung, welche mit denen geschmiedeter Stäbe vergleichbar sind, während solche mit Feinlunkern kleinere Werte aufweisen, wie aus der folgenden Tabelle hervorgeht:

Stab, entnommen	Nicht behandelter Block		Warm um 10 Proz. komprimierter Block	
	Festigkeit	Verlängerung	Festigkeit	Verlängerung
aus der Achse	30,7 kg	0	67,7 kg	8
20 mm von der Achse	66,8 "	8	69,4 "	14
60 " " " "	68,1 "	8	71,0 "	16
90 " " " "	70,7 "	18	69,8 "	20
und 20 mm von der Oberfläche }				

Dabei waren die Stäbe aus dem unteren Teile entnommen. Die Tabelle zeigt ferner, daß man die Feinlunker leicht verschweißen kann, ein Beweis dafür, daß sie nicht oxydiert sind. Dies kann auch bei einem diesem Zweck entsprechend eingerichteten Walzen oder Schmieden erfolgen, doch kann auch durch Walzen ein Quer-Feinlunker zunächst in eine größere Höhlung umgewandelt werden (wodurch ein sehr wenig

brauchbares Material entsteht), die aber bei weiterem Walzen in einen Längs-Feinlunker übergeht, der schließlich auch noch verschweißen kann. Beim Schmieden läßt sich das Ergebnis nicht voraussagen, da es von der Lage der Feinlunker zu den einzelnen Hammerschlägen abhängt. Daraus folgt, daß die Eigenschaften des Materials durch die Warmbehandlung sehr wesentlich geändert werden können. BERNDT.

Ch. Frémont. Sur la résistance des aciers à la coupe des outils. C. R. **170**, 513—514, 1920. Die Bearbeitbarkeit der Eisen- und Stahlsorten steht in keiner Beziehung zu ihrer Zerreißfestigkeit, wie wieder an zwei Sorten mit einer Bruchfestigkeit von 78 und 121 kg/mm² gefunden wurde. Jene soll vielmehr durch den Endwiderstand beim Zerreißversuch bedingt sein, d. h. durch die Kraft im Augenblicke des Bruches, dividiert durch den eingeschnürten (Bruch-) Querschnitt. Der Endwiderstand betrug nämlich bei den beiden Proben 195 und 165 kg/mm², so daß die anscheinend weichere Sorte sich hierdurch als die härtere und deshalb schwieriger zu bearbeitende erwies. Dasselbe Verhalten scheint auch bei der Abnutzung von Schienen vorzuliegen. Weitere Versuche sollen folgen. BERNDT.

Ch. Frémont. Du rendement dans le sciage à main des métaux. C. R. **170**, 718—720, 1920. Die beim Sägen von Metallen aufgenommenen Diagramme zeigen, daß die zum Vorschub nötige Kraft unregelmäßig verläuft, da ein großer Teil zur Überwindung der Reibung, namentlich bei festgeklemmter Säge benötigt wird. Das Festklemmen ist auch häufig die Ursache des Bruches des Sägeblattes; ferner gibt die dadurch bedingte unregelmäßige Führung der Säge unsaubere Schnitte. Um nun eine gute Führung zu erhalten, wird das eine Ende des Sägebogens in einer Pendelstange befestigt, welche nur in der Sägerichtung schwingen kann; diese Einrichtung gestattet auch einen größeren Sägeweg. Beim Durchsägen von Eisenbahnschienen wurde durch diese Vorrichtung die Zeit von 46 auf 31 Min. verringert. Bei einem rechteckigen Eisenstück braucht man eine kürzere Zeit, wenn man es auf der kleineren Seite durchsägt, überhaupt nimmt der Wirkungsgrad mit wachsender Länge des Sägeschnittes ab; so schafft ein Arbeiter z. B. bei einem Sägeschnitt von 1 cm 3,40 cm²/Min., bei einem solchen von 10 cm dagegen nur 1,25 cm²/Min. Beim Sägen muß man immer auf eine möglichst kleine Fläche (Dicke des Sägeblattes \times Länge des Sägeschnittes) achten. BERNDT.

Ch. Frémont. Cause de l'usure ondulatoire des rails. C. R. **170**, 837—838, 1920. **Lecornu.** Observations sur la Communication précédente. C. R. **170**, 838, 1920. Frémont erklärt die Entstehung der schon viel diskutierten wellenförmigen Riefelungen auf Schienen dadurch, daß, wenn dem Rollen des Rades auf der Schiene plötzlich ein Gleiten folgt, infolge der großen Reibung ein starker Stoß im Radreifen auftritt, der durch die elastischen Deformationen der mit ihm verbundenen Teile, im allgemeinen also der Radachse, aufgenommen wird, welche sich dadurch tordiert. Beim Zurückgehen der Torsion tritt nun infolge örtlicher Reibung ein Schleifen des Rades auf der Schiene ein. Durch die weiterhin erfolgenden Stöße wiederholt sich dann der Vorgang.

In einer Bemerkung gibt Lecornu an, daß er schon früher (C. R. **140**, 635 und 847, 1905) auf den tangentialen Stoß hingewiesen hat und auch darauf, daß man die Körper niemals als starr betrachten darf, sondern immer ihre elastischen Deformationen berücksichtigen muß. BERNDT.

M. Rudeloff. Untersuchung eines abgelegten Drahtseiles mit Drahtbrüchen im Innern. Mitt. Materialprüfungsamt **37**, 303—322, 1919. Die Untersuchung bezieht sich auf ein Hauptförderseil (Treibscheibenseil), das nach 1½ Jahren wegen einer außergewöhnlich

großen Zahl von Drahtbrüchen im Innern abgelegt werden mußte. Es bestand aus 6 Litzen (und Hanfseele), jede Litze aus einem Kerndraht (von 1 mm) und 4, 10 bzw. 16 Drähten (von 2,6 mm Durchmesser) in der ersten, zweiten und dritten Lage. Die Deckdrähte zeigten auch nach der Reinigung keine Brüche, nur Abnutzung und schraubenlinienförmige Riefeln, die auch bei denen der übrigen Lagen festgestellt wurden. Bei den Drähten der zweiten Lage wurden starke Druckstellen an den Überschneidungen der einzelnen Lagen und vereinzelte Brüche (meist an den Druckstellen) beobachtet. Sie waren bei den Drähten der ersten Lage weit zahlreicher, außerdem traten hier noch Beschädigungen in Form von starken Einkerbungen auf. Um die Ursache der Brüche zu finden, wurden zunächst einzelne Drähte, Litzen sowie auch Seilenden der Festigkeits-, Verwindungs- und Hin- und Herbiegeprobe unterzogen. Streck- und Bruchgrenze wiesen bei den Drähten sehr verschiedene Werte auf; nach ihrem Verhältnis kann aber das Material nicht als „überzogen“ bezeichnet werden. Die stellenweise starke Empfindlichkeit gegen Verwinden, das häufige Auftreten des Bruchverlaufes mit Abspaltungen sowie längs verlaufender Spaltflächen an den Bruchstellen der im Betriebe gebrochenen Drähte läßt auf geringen Widerstand des Materials gegen Schubbeanspruchungen schließen, wodurch das Brechen der Drähte, besonders an den durch Eindrücke beanspruchten Stellen begünstigt worden ist. Auf Biegungsbeanspruchungen im Betriebe kann dies dagegen nicht zurückgeführt werden, weil die Brüche auch an den Teilen auftraten, die nicht über Scheiben gelaufen waren. Die Versuche lassen ferner nicht erkennen, daß die einzelnen Drähte im Seil infolge von Mängeln beim Seilschlagen verschieden stark gespannt waren, wenn dies auch für die schon im Betriebe gebrochenen Drähte nicht ganz ausgeschlossen ist, da die Bruchenden um mehrere Millimeter voneinander abstanden. Faßt man die Drähte im Seil als Spiralen auf, so ergibt die Rechnung für die Betriebsbelastung jedes Drahtes in der ersten, zweiten und dritten Lage 584, 39,6 bzw. 17,7 kg; es waren also die einzelnen Drähte sehr verschieden stark belastet. Unter Berücksichtigung der im Betriebe auftretenden Biegungsbeanspruchungen und Stöße kommt die Belastung der inneren Drähte aber ihrer Streckgrenze (700 bis 850 kg) doch schon gefährlich nahe. Ein zwingender Schluß auf die Ursache der Brüche der inneren Drähte läßt sich indessen aus den Festigkeitsversuchen nicht ziehen; vielleicht war der Ziehgrad schon etwas zu groß für das Material und wurden also die Drahtbrüche durch die zu starke Kaltreckung begünstigt. Zur weiteren Aufklärung wurde noch die Härte bestimmt, indem zwei Drahtstücke, senkrecht übereinandergelegt, mit 300 kg belastet wurden. Als Härte wurde das Verhältnis des Druckes zur Eindruckfläche genommen. Die einzelnen Drähte ordnen sich nach ihrer Härte in derselben Reihenfolge wie nach ihrer Streck- und Bruchgrenze. Die Härtebestimmungen zeigen ferner, daß die beobachteten Verschiedenheiten der mechanischen Eigenschaften der einzelnen Drähte nicht erst im Betriebe entstanden sind. Schließlich wurden die Drähte auch noch metallographisch untersucht; sie zeigen starke Kaltreckung, sind aber frei von Materialfehlern; nach $\frac{1}{2}$ stündigem Glühen bei 900° besteht das Gefüge aus Perlit mit nur Spuren von Ferrit. Auch hierbei macht sich die Verschiedenheit des Materials bemerkbar, und zwar sowohl hinsichtlich des Ziehgrades als auch, allerdings in geringerem Maße, des Kohlenstoffgehaltes. Da sich aber kein gesetzmäßiger Zusammenhang zur Brüchigkeit ergibt, können auch diese Unterschiede nicht hierfür verantwortlich sein; ebensowenig kommen dafür andersgeartetes Gefüge an der Bruchstelle oder Gefügeunterschiede zwischen Oberfläche und Kern in Frage.

BERNDT.

Charles Rabut. Sur les bétons légers: Calcul de l'augmentation de puissance que leur emploi procure à l'art de bâtir. C. R. 170, 452—454, 1920. Nach Versuchen ist

beim selben Zementgehalt nach der Kontraktion der mit Hammerschlag versetzte Beton viel widerstandsfähiger als der mit Kies gemischte und dabei noch um 30 bis 40 Proz. leichter und ferner das Verhältnis des Widerstandes zum Gewicht ein Maximum bei einem vier- bis fünfmal geringeren Sand- als Hammerschlagvolumen. In diesem leichten Beton sind schon eine Reihe von Bauwerken, Brücken, Zisternenwagen, Schiffe usw. ausgeführt bzw. in Bau begriffen. In Amerika verwendet man dazu poröse Steine mit einem Raumgewicht von $\frac{1}{3}$. An Hand der bekannten Formeln wird darauf hingewiesen, wie man mit dem Leichtbeton weit mächtigere Bauwerke aufführen kann (Brücken von größerer Spannweite, Mauern für Talsperren und Kamine von wesentlich größerer Höhe usw.).

BERNDT.

Julius Ratzersdorfer. H. Müller-Breslau. Berechnung der Tragflächenholme. ZS. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 11, 102—105, 1920. Der Momentverlauf für einen beiderseits gelagerten Holm mit gleichzeitiger Längs- und Querbelastrung läßt sich aus einer Polarkoordinatendarstellung zwischen zwei Kreisbogen zeichnerisch ermitteln. Auf dem Durchmesser des Lösungskreises liegt das Höchstmoment. Aus dem Momentenverlauf wird die Durchbiegung gleichfalls zeichnerisch bestimmt.

Auf diese Bemerkung zu seiner früheren Arbeit gibt Müller-Breslau ein weiteres, im Grunde ähnliches Verfahren zum zeichnerischen Darstellen des Momentes, nämlich durch zweimaliges Projizieren fester Strecken, und kommt zu dem gleichen Lösungskreise. Für kleine Knicksicherheit gelten die üblichen Näherungsformeln, für das Höchstmoment bei großer Knicksicherheit wird eine andere Näherungsformel angegeben. Im Knickfall wird ein Beiwert der Biegelinie unbestimmt, doch ist dessen wahrer Wert aus der Dreimomentengleichung oder durch Rechnen mit benachbarten Lasten zu ermitteln. In diesem Fall verlangt auch das zeichnerische Verfahren eine gesonderte Lösung.

EVERLING.

C. Berndt. Über den Einfluß der Spannung auf die Eigenschaften des optischen Glases. ZS. f. Instrkde. 40, 20—27, 37—42, 56—61, 70—75, 1920. Auf Grund von Vorversuchen an Spiegelglas wurde die Druckfestigkeit an Zylindern von 5 mm Durchmesser und 5 mm Höhe, die Zerreißfestigkeit an zylindrischen Stäben von 10 mm Durchmesser, die in der Mitte allmählich auf 5 mm verjüngt waren, und die Biegefestigkeit an Stäben von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Querschnitt und 100 mm freier Auflage bestimmt. Die Versuchsstücke waren allseitig poliert. Da die Zerreißstäbe nicht immer an der Stelle kleinsten Querschnitts zum Bruch kamen, wurde die Zerreißfestigkeit außer für den Bruch- auch für den kleinsten Querschnitt berechnet; ferner wurde noch mittels eines graphischen Verfahrens der (als extrapoliert) bezeichnete Wert ermittelt, den man erhalten würde, wenn der Stab wirklich über den ganzen Querschnitt gerissen und nicht auch zum Teil (infolge exzentrischer Einspannung) zerbrochen wäre. Für Spiegelglas ergaben sich folgende Werte:

	Mittel kg/cm ²	Maximum kg/cm ²	Extrapoliert kg/cm ²
Druckfestigkeit	12 400	13 800	—
Bruchfestigkeit	710	760	800
Biegefestigkeit	920	980	—

Für gut gekühltes Borosilikatkron 516/640 (d. h. $n = 1,516$, $\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_c} = 64,0$) wurde gefunden:

	Mittel kg/cm ²	Maximum kg/cm ²	Extrapoliert kg/cm
Druckfestigkeit	18 100	20 900	—
Bruchfestigkeit	690	870	890
Biegefestigkeit	1 080	1 120	—

Gegenüber gespannten Stücken, bei welchen aber die äußere Kompressionsschicht durch die Bearbeitung entfernt war, war die Druck- und Bruchfestigkeit bei den gekühlten Stücken größer, die Biegefestigkeit kleiner. Dagegen war die Ritzhärte bei beiden gleich, während der Elastizitätsmodul durch die Kühlung um 7,8 Proz. (auf 814 600 kg/cm²) anwuchs.

Verringert man die Spannung von $44,4 \cdot 10^{-7}$ auf etwa $3 \cdot 10^{-7}$ (diese Zahlen bedeuten die Differenz der Brechungsindizes für den in jedem nicht vollkommen isotropen Körper sich fortpflanzenden ordentlichen und außerordentlichen Strahl), so wuchs die Dichte um 0,8 Proz. (also fast zwei Einheiten der zweiten Dezimale), während der Brechungsindex um mehr als drei Einheiten der dritten Dezimale zunahm. Selbst bei (technisch) gut gekühltem Plattenglas laufender Fabrikation würde eine Angabe der Dichte auf mehr als drei und des Brechungsindex auf mehr als vier Dezimalen keine reelle Bedeutung mehr haben. Dabei bleibt das spezifische Brechungsvermögen ($n^2 - 1/d$ bis auf $1/10$ Proz. konstant, während die Lorenz-Lorentzsche Formel eine weniger gute Übereinstimmung gibt. Auch der Ausdehnungskoeffizient wuchs durch die Kühlung, und zwar um 17 Proz. Alle diese Werte wurden im Gegensatz zu früheren Beobachtungen anderer Forscher nicht an vor der Pfeife fertig bearbeiteten Stücken, sondern an solchen erhalten, die aus den gespannten Rohstücken (von schon angenäherter Form und Größe) hergestellt wurden. Durch dieses verschiedene Ausgangsmaterial erklären sich auch die Unterschiede gegen jene.

Aus den Längenänderungen, welche gespannte Stäbe und eine gespannte Platte bei Kühlung erlitten (0,13 mm Verkürzung auf 75 mm) ergeben sich die Spannungen (unter Annahme der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes) von etwa 1500 bis 2000 kg/cm², welche also die Zerreißfestigkeit um rund das Doppelte übertreffen. Durch einen besonderen Versuch wurde noch festgestellt, daß das Hookesche Gesetz bis unmittelbar an die Bruchlast heran mit einer Genauigkeit von 1 Proz. gültig ist. BERNDT.

Iwan Döry. Über Schüttelerscheinungen des Parallel-Kurbelantriebes elektrischer Lokomotiven. Elektrot. ZS. 41, 313—314, 1920. [S. 831.] NEUMANN.

Solid lubricants. Engineering 109, 320—321, 1920. Ankündigung einer Veröffentlichung des Department of Scientific and Industrial Research über das Thema, die im wesentlichen eine Literaturzusammenstellung ist. Eine Erklärung für die Schmierwirkung fester Körper, zu denen Graphit, Speckstein und Glimmer gehören, kann nicht gegeben werden. Vielleicht ist auch bei ihnen, wie beim Eis, das eigentliche Schmiermittel eine Flüssigkeit; die Wirkung der festen „Schmiermittel“ würde dann nur darin bestehen, die entgegengesetzten Oberflächen einander so weit zu nähern, daß eine sehr kleine Menge selbst einer nicht-zähen Flüssigkeit die Belastung auszuhalten vermag. BERNDT.

R. Hargreaves. The Domains of Steady Motion for a Liquid Ellipsoid, and the Oscillations of the Jacobian Figure. Cambridge Phil. Trans. 22, 61—85, 1914. Der Verf. schließt seine Betrachtungen an die Arbeit Riemanns „Beitrag zu den Untersuchungen über die Bewegung eines flüssigen gleichartigen Ellipsoides“. Abb. K. Ges. Wiss. Göttingen 9, 1860; Math. Werke, S. 168 ff. und an George Darwins

Schrift „On Jacobi's Figure of Equilibrium for an Rotating Mass of Fluid“. Proc. Roy. Soc. 41, 319, 1886 an. Bis zum Druck der Abhandlung ist Verf. entgangen, daß Darwins Abhandlung für die Ausgabe von Darwins gesammelten Werke einer sorgfältigen Durchsicht unterzogen ist. In der Neuauflage sind Fehler beseitigt, die auch Verf. richtig stellt.

Der Verf. widmet den Hauptteil der Arbeit den Jacobischen Ellipsoiden, dann aber auch den Zuständen an den Enden der Reihen der verschiedenen Arten von Ellipsoiden. Zu ihrer Untersuchung benutzt Verf. Näherungsmethoden. Auch der Treffpunkt der Jacobischen und Maclaurinschen Reihe wird besonders untersucht.

Die Äquatorschwingung der Jacobischen Reihe hat am Treffpunkt mit der Maclaurins, wie schon länger bekannt, genau die Periode eines halben Tages, wenn ein Tag die Periode der Umdrehung bezeichnet. Die Polschwingung hat eine etwas kürzere Periode. Wenn das Ellipsoid sich verlängert, unterscheiden sich die Perioden stärker, die Äquatorschwingungen wachsen an, die Polschwingungen nehmen ab. Im Grenzfalle hat die erstere die Periode von einem Tag, die letztere bleibt endlich, während die Periode der Umdrehung unendlich groß wird. Für einen gewissen Bereich vom Anfang der Jacobischen Ellipsoide und ebenso für einen Bereich der Maclaurinschen Sphäroide auf jeder Seite der Treffpunkte, unterscheiden sich die Perioden wenig von einem Halbtage.

Für Sphäroide ergibt sich, daß die Frequenzen n_{ae} und n_p endlich sind, wenn die Rotation unendlich langsam ist; die erstere, die zuerst die größere ist, fällt rascher bei Anwachsen der Abplattung; Gleichheit ist erreicht bei

$$\frac{c}{a} = 0,5892 = \cos 53^\circ 54', \quad \frac{n_{ae}^2}{\omega^2} = 4 \frac{1}{6}. \quad (a > b > c \text{ sind die Achsen der Ellipsoide.})$$

Die Vereinigung mit der Jacobischen Reihe wird erreicht, wenn

$$\frac{c}{a} = 0,5827 = \cos 54^\circ 21' 27'' \quad n_{ae} = 2 \omega \quad \frac{n_p^2}{\omega^2} = 4,1182.$$

Der Wert $n_p = 2 \omega$ wird erreicht für

$$\frac{c}{a} = 0,5612 = \cos 55^\circ 52'.$$

Ellipsoide von gegebener Gestalt stellt Verf. in Diagrammen mit den Koordinaten x und y dar, wo $x = c/a$ und $y = c/b$; nur einmal gebraucht er $X = b/a$, $Y = b/c$. Er bringt Zeichnungen der Felder stabiler Bewegung um eine Achse und um zwei Achsen, Riemanns Fälle I, II, III, das Feld von Roches stabiler Bewegung und eine Darstellung von ω^2 für Figuren von Maclaurin, Jacobi und Roche.

Verf. stellt folgendes Theorem über das Minimum der totalen Energie auf: „Ein homogener Körper mit kinetischer Energie von seiten der Rotation um eine Hauptachse, und potentieller Energie von seiner eigenen Gravitation, wird, wenn er konstantes Volumen und Ellipsoidform hat, ein Minimum der totalen Energie zeigen, wenn für Werte des Moments unter einer bestimmten Grenze das Ellipsoid ein abgeplattetes Sphäroid ist; dagegen hat er für Werte über dieser Grenze Jacobische Gestalt; in jedem Fall ist die Geschwindigkeit die, welche durch die hydrodynamische Theorie gegeben ist“. Wenn ein äußerer Körper in Rechnung gesetzt werden muß, ist das Problem schwieriger; es scheint aber, daß Neigung vorhanden ist, Winkelmoment und mit ihm kinetische Energie von der Rotation auf die relative Bahnbewegung zu übertragen. Es würde daher mit der Zeit ein Übergang längs der Jacobischen Reihe nach dem Treffpunkt mit der Reihe von Maclaurin stattfinden. Von dort würde Sphäroidform angenommen werden.

Die Felder stabiler Bewegung um die kleinste Achse und um die mittlere Achse überdecken sich teilweise, durch beide geht die Kurve, die die Jacobischen Ellipsoide

darstellt. Es ist daher für sie hier auch die Bewegung um die mittlere Achse möglich. Trotzdem ist am Grenzpunkt der Felder H $x = 0,4026$, $y = 0,7515$ kein Verzweigungspunkt im gewöhnlichen Sinne, da die Werte der Elemente der beiden Bewegungen (kinetische Energie, Winkelmoment) einen beträchtlichen Unterschied aufweisen. Die kinetische Energie der Bewegung um die mittlere Achse ist 33,1 Proz. derjenigen der Jacobischen, das Winkelmoment beträgt $21\frac{2}{3}$ Proz. Es liegt kein Grund vor zu mutmaßen, daß von H eine mögliche Instabilität der Jacobischen Reihe ausgehen kann. Im engen Anschluß an Riemann bespricht Verf. die Bereiche stabiler Bewegung von zwei Achsen. Im Fall II, Rotationsachsen sind die größte und kleinste $a - c > 2b$ und $c^2(a^2 - b^2) < b^2(a^2 - 4b^2)$, ist, wie in den anderen Fällen stabiler Bewegung, die Bedingung für einen positiven Wert des Druckes nicht die natürliche Folge anderer Bedingungen. Die Linie für den Druck 0 ist daher, trotzdem sie innerhalb des Bereiches stabiler Bewegung um die kleinste und größte Achse verläuft, die wirkliche Grenzlinie für diese Bewegung. Wenn man nun annimmt, daß eine Bewegung zwischen der Drucklinie und der algebraischen Grenzlinie möglich ist, so ist hier das einzige Gebiet stabiler Bewegung, in dem eine Trennung in zwei verschiedene Massen möglich ist. Für einen Bereich in der Umgegend $x = 0,22$, $y = 0,38$ (das ist keine extreme Lage), findet keine stabile Bewegung statt.

Verf. behandelt kurz die Gleichgewichtsfigur, die von E. Roche diskutiert ist. Die Anziehung eines entfernten Körpers wird in Rechnung gezogen für den Fall, daß Rotation und relative Bahnbewegung dieselbe Periode haben.

Es ergibt sich für $\nu = \frac{M}{M+m} = 1$. M ist die Masse des entfernten Körpers.

a	γ	x	y	$\omega^2/4\pi Q$
70°	43° 22,5'	0,726 88	0,951 55	0,016 205
75	53 45	0,591 31	0,942 98	0,021 162
80	63 17,5	0,449 45	0,945 28	0,022 400
85	73 13	0,288 75	0,960 69	0,017 705

Der größte Wert für $\omega^2/4\pi Q$ ergibt sich durch Interpolation bei 0,02253, der kleinste Wert für γ für 0,9424.

LAUMANN.

A. R. Richardson. Stream-line Flow form a Disturbed Area. Phil. Mag. (6) 35, 433—452, 1919. In der Abhandlung behandelt Verf. die Bewegung hinter einer festen Begrenzung, insbesondere einer Platte, die quer zum Strom gestellt ist. Er will Lösungen durch funktionentheoretische Betrachtungen finden, die sich von den Lösungen unterscheiden, welche man nach der elektrischen und nach der Stromlinienhypothese erhält. Außerdem behandelt er den Fluß durch eine halbunendliche Röhre, wie er bei empfindlichen Strahlen auftritt. Die Lösungen, die er gibt, können nur einen unstationären Zustand darstellen und nicht restlos den gleichförmigen Bewegungszustand. Die Lösungen ermöglichen 1. anzugeben, wo man von bestehenden Strömungen erwarten kann, daß sie zusammenbrechen; 2. weisen sie auf die Stellen hin, wo Reibung Anlaß zu Wirbeln geben kann; 3. geben sie die Möglichkeit zum Abschätzen des Einflusses des Hinterkörpers auf den Widerstand eines mit gegebener Geschwindigkeit bewegten Körpers.

I. Fluß hinter der Platte.

Um mit der Erfahrung in Übereinstimmung zu bleiben, soll die Lösung folgenden Bedingungen genügen:

Die Geschwindigkeit soll überall endlich und nirgends unstetig sein.

Die Bewegung soll durch Strömung dargestellt werden, bis auf das Gebiet hinter der Platte, wo Wirbel entstehen.

Photographien zeigen, daß hinter und dicht an der Platte die Bewegung den Charakter von Stromlinien hat. (Advisory Committee for Aeronautics, Report 58, 1912.)

Verf. macht, wenn

$$z = x + iy$$

$$w = \Phi + i\Psi$$

$$\Omega = \log \xi = \log \left(-\frac{dz}{dw} \right) = -\log q + i\Theta$$

so, wo q und Θ sich auf die Geschwindigkeit beziehen, den Ansatz

$$\xi = -\frac{dz}{dw} = \frac{i(b + w^{1/2})}{(w - 1)^{1/2}} \cdot e^{\frac{c(w - d)}{(b + w^{1/2})^2}} \dots \dots \dots (1)$$

zeichnet die Stromlinien $\Psi = \pm 0$ und $\Psi = -0,1$ von $\Phi = 1$ bis $\Phi = 1,7$ für $b = 1,2$, $c = 0,033$, $d = 0,5$. Die Stromlinie $\Psi = -0,1$ geht durch den gestörten Raum hinter der Platte, sie wirbelt sehr rasch um einen Punkt P , entwindet sich und geht ins Unendliche, nachdem sie sich eine endliche Anzahl mal geschnitten hat. Gleichung (1) kann die Bewegung einer Flüssigkeit nach einer Platte darstellen, angenommen im Innern des gestörten Raumes.

In der Nachbarschaft der Kante der Platte können Wirbel infolge von Reibung entstehen.

Wenn man angibt, wie mögliche Bewegungen wegen der Reibung abbrechen können, so geben die Lösungen mögliche Stromliniengestalten für den Hinterkörper der Platte, so daß für eine gewisse Geschwindigkeit $q = e^{-c}$ sehr geringe turbulente Bewegung an der Rückseite auftritt.

Für $c(w) = \{(d + w^{1/2})(f + w^{1/2})\}^{1/2}$ gibt Verf. zwei mögliche Gestalten des Hinterkörpers.

I. Fluß durch eine halb unendliche Röhre. Die Betrachtung der gestörten Bewegung einer freien Oberfläche führt zur Betrachtung einer Funktion, die einen wesentlich singulären Punkt hat. Verf. setzt an

$$\xi = -\frac{dz}{dw} = e^{-ic \sin \beta t^{1/2}} = \frac{1}{q} \cdot e^{i\theta} \quad -w = \log(1 + t).$$

Er entwirft die Gestalt einer begrenzenden Stromlinie nahe an der Öffnung des Rohres; sie gleicht der, die O. Reynolds bei seinen Experimenten über den Fluß durch Röhren beobachtete.

LAUMANN.

Alex. Véronnet. Figures ellipsoïdales d'équilibre d'un liquide en rotation, variation du grand axe. C. R. 169, 328—331, 1919. Beim Studium der Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeiten tritt eine Erleichterung dadurch ein, daß man statt der Dichte die große Achse als Parameter einführt. Man erhält auf diesem Wege die Variation der Größe der Figuren gleichzeitig mit ihrer Gestalt und man kann die tatsächlichen Werte ihrer Elemente während der Ausdehnung und Zusammenziehung der Masse berechnen. Derartige Rechnungen werden für Umdrehungsellipsoide und dreiachsige durchgeführt und auch die Bewegung des Systems Erde—Mond hinzugezogen. Die Verhältnisse werden sodann noch für Umdrehungskörper nach dem Typus der Jacobischen Ellipsoide und Maclaurinschen Sphäroide übersichtlich graphisch dargestellt.

BLOCK.

Josef Lense. Die Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeitsmassen. Weltall 20, 44—48, 1919. In einfacher, ohne wesentliche mathematische Hilfsmittel arbeitender Weise wird der Potentialbegriff rotierender Flüssigkeitsmassen abgeleitet, und im Anschluß

Physikalische Berichte. 1920.

darán werden einige Sätze über die dabei entstehenden Figuren bewiesen. Es wird gezeigt, daß jede Gleichgewichtsfigur einer rotierenden Flüssigkeitsmasse von allen zur Rotationsachse parallelen Sehnen in nur zwei Punkten geschnitten wird. Daran anschließend wird auf die Poincarésche Schranke der Rotationsgeschwindigkeit hingewiesen. Endlich wird darauf eingegangen, wie aus einzelnen bekannten Gleichgewichtsfiguren neue mögliche ableitbar sind.

Die Erörterungen versuchen ohne mathematische Mittel die Ergebnisse der Arbeiten von Lichtenstein einfach und leichtverständlich darzustellen. BLOCK.

W. M. Hicks. The Mass carried forward by a Vortex. Phil. Mag. (6) 38, 597—612, 1919. Bei einer Wirbelbewegung sind drei Gebiete der Flüssigkeitsbewegung zu unterscheiden: die des Wirbels selbst in Rotationsbewegung, der Teil in zyklischer Bewegung, der den ersten umgibt, und der in azyklischer, der diesen umgibt. Die vorliegende Arbeit behandelt die Beziehungen zwischen diesen zweiten und dritten Teilen. Es werden dafür zunächst die Formeln für die mitgeführten Energiebeträge abgeleitet, sowohl für dreidimensionale und zweidimensionale Bewegung. Den Hauptteil der Arbeit bildet dann die Anwendung dieser Formeln auf die beiden Fälle in den zwei parallelen geraden Wirbelfäden und einen einzelnen ringförmigen Wirbel gleichmäßiger Wirbelgeschwindigkeit. Beide Fälle gestatten eine genauere zahlenmäßige Berechnung, die ausführlich mitgeteilt wird. BLOCK.

Emile Jouguet. Sur un problème d'hydraulique généralisée. Ecoulement d'un mélange gazeux en combustion. C. R. 169, 326—328, 1919. Es wird das Problem des Ausströmens eines Gases durch eine Öffnung behandelt, wenn an dieser das Gas brennt. Es ergaben sich dafür vier Gleichungen:

$$\frac{1}{\sigma_1^2} D_1^2 = \frac{p_2 - p_1}{\sigma_1 - \sigma_2},$$

$$(p_1 + p_2)(\sigma_2 - \sigma_1) + 2(U_2 - U_1) = 0, \quad p_2 = p, \quad p_0 s_0^2 = p_1 \sigma_1^2,$$

worin σ die spezifischen Volumina, p die Drucke, D die Verbrennungsgeschwindigkeit, U die spezifische innere Energie des Gases und γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen des unverbrannten Gases bedeutet; die Indices 0 beziehen sich auf den Zustand im Innern des Gefäßes, 1 und 2 auf das Äußere und Innere des Verbrennungskegels und die Bezeichnungen ohne Index auf die freie Luft, in die das Gas ausströmt. Hieraus ergibt sich dann der Massenverlust zu

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1}{\gamma} \frac{1 - \frac{\gamma+1}{2} \lambda^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - \lambda^{\frac{1-\gamma}{\gamma}}} \cdot \frac{\lambda^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{p_0 \sigma_0^2} (\sigma_2 \lambda^{1/\gamma} - \sigma_0) D_1^2 \left[\lambda = \frac{p}{p_0} \right]. \quad \text{BLOCK.}$$

F. Marzolo. Corso di Idraulica generale. Padova 1919.

SCHEEL.

Nicolas Flamel. The Nature of Viscosity, how it is estimated and measured. The Optician 58, 261—265, 1920. SCHEEL.

J. Joly and J. H. J. Poole. On the Effect of Centrifuging certain Alloys while in the Liquid State. Phil. Mag. (6) 39, 376, 1920. Mit dem gleichen Verfahren, wie in Phil. Mag. (6) 39, 372, 1920, versuchten die Verf., geschmolzene Legierungen durch Zentrifugieren zu trennen. Bei Silber-Bleilegierungen wurden schwankende, bald positiv, bald negativ ausfallende Resultate erhalten. Bei den untersuchten Blei-Zinn-, sowie Blei-Zinn-Bismutsmelzen wurden positive Unterschiede bis zu 1,8 Proz. gemessen. SWINNE.

C. Kiplinger. A surface tensimeter for small quantities of liquids. Journ. Amer. chem. Soc. 42, 472—476, 1920. Als Hilfsmittel zur Feststellung organischer Flüssigkeiten ist das beschriebene Tensimeter gedacht, das als Hauptbestandteil eine Kapillare von 18 cm Länge, etwa 1 mm innerem und 4 mm äußerem Durchmesser aufweist, welche mit Rücksicht auf Gleichmäßigkeit des inneren Durchmessers und senkrechte Lage der Schnittflächen ausgesucht ist. Sie ist mit einem Gradbogen fest verbunden, über dem zur Bestimmung der Neigung der Kapillare ein Fadenpendel spielt. Um Verdampfen der Flüssigkeit zu vermeiden, werden über die Enden Glashülsen gesteckt. Nach Reinigung der Röhre wird eine Flüssigkeitssäule von 1 bis 3 cm Länge in die Kapillare eingebracht; dann wird diese so lange geneigt, bis der untere Meniskus in eine ebene Fläche übergeht, was durch Lupe oder Mikroskop festgestellt wird. Ist die auf $\frac{1}{10}$ mm gemessene Länge des Flüssigkeitsfadens, a der Neigungswinkel der Kapillare, so wird die Oberflächenspannung T nach der Formel

$$T = \frac{d \cdot L \cdot \cos A \cdot r \cdot 980}{2} \frac{\text{Dyn}}{\text{cm}}$$

berechnet, wo d die Dichte, r den Radius der Kapillare kennzeichnet. Der Fehler bei einem provisorischen Apparat beträgt bis zu 5 Proz., doch ist in ihm ein systematischer Fehler enthalten, der auf die infolge der Menisken zu gering erhaltene Länge des Flüssigkeitsfadens zurückgeführt wird. SCHULZ.

Betz. Eine Erweiterung der Schraubenstrahltheorie. ZS. f. Flugtechnik u. Motorschiffahrt 11, 105—110, 1920. Bei der Ermittlung des Höchstwirkungsgrades und der Strahlquerschnitte für die verlustlose Schraube hat man bisher nur die achsrechte Strahlbeschleunigung berücksichtigt. Hier wird auch der Drehung des Schraubenstrahles, die in der Schraubenkreisebene (von der Strahlkontraktion abgesehen) halb so groß ist wie im Strahle weit hinter der Schraube, Rechnung getragen. Die Winkelgeschwindigkeit der Strahldrehung läßt sich aus einer Energiegleichung berechnen. Der Gesamtbetrag der Verlustarbeit für Strahlgeschwindigkeit und Strahldrehung muß für einen bestimmten Wert des idealen Schubes am kleinsten werden. Daraus ergibt sich die günstigste Verteilung der Geschwindigkeitszunahme über den Schraubenhalbmesser, die ohne Strahldrehung überall gleich sein müßte, ferner die Verteilung der Strahldrehung und des Ablenkungswinkels der Strömung.

Der Verlauf der Verteilungskurve hängt ab vom Fortschrittsgrade (Verhältnis der Flug- zur Umfangsgeschwindigkeit) und vom Belastungsgrade (Verhältnis des idealen Schubes zur doppelten Staukraft auf die Schraubenkreisfläche), ebenso der höchstmögliche Wirkungsgrad, der auf Grund dieser Betrachtungen gegenüber dem Ergebnis der Schraubenstrahltheorie so weit herabgesetzt wird, daß der Gütegrad, der dem wirklichen Wirkungsgrade führt, dem Werte 1 recht nahe rückt. EVERLING.

P. Idrac. Étude du vol à la voile dans la Haute-Guinée. C. R. 170, 269—272, 1920. Auch: L'Aérophile 28, 71, 1920. Frühere Arbeiten über den Segelflug der Vögel (C. R., 20. Oktober und 8. Dezember 1913) wurden fortgesetzt. Unter den vielen Erklärungen sind nur die verwendbar, nach denen „die innere Energie des Windes“ vom Vogel ausgenutzt wird. Es war zu prüfen, ob diese Energie allgemein einer aufsteigenden Windkomponente entstammt. Anemometer, Dynamometer und Windrichtungsmesser mit trigonometrischer Ablesung vom Boden aus, die von Drachen getragen wurden, ferner langsam steigende Pilotballone maßen die Windkomponente. Die Beobachtungen im Herbst ergaben für das Guinée-Hochland: 1. Der Wind hat fast stets eine senkrechte Komponente. Die Gebiete aufsteigender Strömung bleiben ortsfest, bei natürlichen Hindernissen; die Gebiete der Fallwinde verschieben sich infolge unbekannter Ursachen. 2. Die Gebiete, in denen die Vögel ohne Flügelschlag und

Höhenverlust segeln, entsprechen stets den steigenden Strömungen; dort beschreiben sie Kreise oder gebrochene Linien; sie können auch vorübergehend Höhe verlieren, um sie in der nächsten aufsteigenden Zone wiederzugewinnen. 3. Zwischen den Unregelmäßigkeiten des Windes und dem Segelflug, der zuweilen bei schwachem, regelmäßigem Winde stattfindet, konnte noch kein Zusammenhang gefunden werden. Die Gleitzahl des Vogels, der in gleichbleibender Höhe schwebt, ist durch das Verhältnis der Steiggeschwindigkeit des Windes zur Fluggeschwindigkeit in bezug auf den Wind gegeben. Mißt man diese Geschwindigkeiten und das Gewicht des Vogels, so lassen sich die Beiwerte seines Auftriebes und Widerstandes berechnen. Vorläufige angenäherte Ergebnisse entsprechen den Auftriebsbeiwerten (nach Prandtl vom Bericht umgerechnet) 0,9 bzw. 1,7, den Widerstandsbeiwerten 0,06 bzw. 0,10 und den Gleitzahlen $\frac{1}{15}$ bzw. $\frac{1}{17}$. (Ungefähr wie bei Flugzeugprofilen! Der Ber.) So ist wenigstens eine Ursache des Segelfluges der Aufklärung nahe gebracht.

EVERLING.

C. E. Brazier. Sur la variation des indications des anémomètres Robinson et Richard en fonction de l'inclinaison du vent. C. R. 170, 610—612, 1920. Vorläufige Versuche im Laboratorium von Eiffel über den Einfluß des Windwinkels auf das Schalenkreuz von Robinson und das Schrauben-Windrad von Richard. Gewöhnlich berechnet man die Geschwindigkeit mit einer linearen Formel aus der Drehzahl. Für das Richardgerät wird die Drehzahl besser durch eine Nullpunktparabel (von dritter Ordnung in der Geschwindigkeit) dargestellt. Die Formänderungen der Schraubenflügel haben nur geringen Einfluß. Für kleine Flügel genügt eine Parabel zweiter Ordnung. Bei Neigungen von 30° hat die Drehzahl des Schalenkreuzes bei gleicher Geschwindigkeit den 1,1fachen, die des Flügelrades den 0,8fachen Wert. Im übrigen ist der Zusammenhang zwischen Drehzahl und Neigungswinkel verwickelt. Die Versuchsergebnisse sind ausführlich zusammengestellt: Bei seitlichem Anblasen des Flügelrades (0 bis 100°) kehrt sich dessen Drehsinn um. Das Schalenkreuz dreht sich verkehrt herum bei achsrechtem Anblasen, bei 15° Windneigung gegen die Achse steht es still. Ein halbes Schalenkreuz, dessen Stange senkrecht zur Windrichtung steht, dreht sich im verkehrten Sinne und kommt vor der Mittelstellung zur Ruhe. Steigert man die Luftgeschwindigkeit von den anfänglichen 5 m/sec, so treten Schwingungen auf, die sich vergrößern, bis schließlich bei etwa 10 m/sec Wind die gewöhnliche Drehung einsetzt. Bei einem solchen System treten zwei stabile und zwei instabile Gleichgewichtslagen auf, und zwar in gegenseitigen Abständen von rund 30 bzw. 150 und 180° . Den Übergang zur nächsten stabilen Lage bewirkt die Windkraft, zur nächsten instabilen die Trägheit.

EVERLING.

G. Tammann. Über den Einfluß des Druckes auf die Explosionstemperatur. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1919, 220—224. Der Explosivstoff wurde in einem kleinen an dem einen Ende offenen Glasröhrchen in einen mit Quecksilber gefüllten Stahlzylinder gebracht, der mit einem Fadenmanometer und einer Hochdruckpumpe verbunden war und in ein Ölbad tauchte. Man beobachtete von Minute zu Minute die Temperatur des Bades und den Druck im Stahlzylinder, während das Bad erwärmt wurde. Bei Eintritt der Explosion sprang der Zeiger des Manometers plötzlich zu einem 100 bis 300 kg/qcm höheren Druck, fiel dann schnell und stieg nach 1 bis 2 Minuten wieder langsam wie vor der Explosion infolge der Erwärmung des Zylinders. Untersucht wurden feuchtes und trockenes Nitroglycerin und ein Gemisch von 2 Mol Tetranitromethan mit 1 Mol Benzol oder mit 1 Mol Naphthalin. Die Explosionstemperaturen des feuchten Nitroglycerins schwanken ziemlich stark bei demselben Druck. Eine Drucksteigerung um 2500 kg/qcm scheint die Explosionstemperatur um $8,7^\circ$ zu erniedrigen, doch liegt dieser Einfluß noch innerhalb der Grenzen der Schwankungen. Beim trockenen Nitroglycerin sind

Diese Schwankungen geringer, aber auch hier ist ein deutlicher Einfluß des Druckes auf die Explosionstemperatur nicht ersichtlich. Noch weniger ist dies bei dem Gemisch von Tetranitromethan mit Benzol der Fall. Das Gemisch verliert innerhalb kurzer Zeit (im Verlauf von drei Tagen) seine Explosionsfähigkeit. Beim Gemisch von Tetranitromethan und Naphthalin steigt die Explosionstemperatur bei der Drucksteigerung um etwa 2000 kg/qcm um 5,7° an. Auch diese Steigerung kann sehr wohl innerhalb der Schwankungen liegen, denen die Explosionstemperatur bei verschiedenen unter gleichen Umständen ausgeführten Versuchen unterliegt. Der Einfluß einer Drucksteigerung um 2500 kg/qcm auf die Explosionstemperatur ist somit nicht größer als ihre Schwankungen, die im Durchschnitt etwa 9° betragen. Die Schlagempfindlichkeit flüssiger Explosivstoffe kann daher nicht als eine Folge der den Schlag begleitenden Druckerhöhung aufgefaßt werden. Es ist wahrscheinlich, daß neben der Größe des beim Schlage erzeugten Druckes die Geschwindigkeit seines Anwachsens von wesentlicher Bedeutung ist.

BÖTTGER.

Samuel Clement Bradford. On the Molecular Theory of Solution. Phil. Mag. (6) 38, 696—705, 1919. Nach der elektrischen Theorie des Atombaus ziehen zwei Atome einander wie elektrische Dipole an, und die aus ihnen entstehende Molekel ist von einem Kraftfelde umgeben, in dem die Anziehung zwischen ihr und einer anderen, gleichartigen oder ungleichartigen Molekel umgekehrt proportional der vierten Potenz des Abstandes der Molekeln erfolgt. Ist die zwischen den Atomen A und B wirk-

same Kraft $\frac{C_A C_B}{r^4}$, wenn C_A und C_B die Momente der entsprechenden elektrischen Dipole und r den Abstand zwischen ihren Zentren bezeichnet, so ist, wie J. J. Thomson [Phil. Mag. (6) 27, 757, 1914] abgeleitet hat, die Kraft zwischen zwei Molekeln AB

und CD $\frac{(C_A + C_B)(C_C + C_D)}{r^4}$, d. h. die Wirkung der Molekeln setzt sich additiv aus

derjenigen der Atome und Radikale zusammen. Bezeichnet man mit M_A und M_B die Resultante der kinetischen Energie der Dipole in jeder Molekel, so ist die

zwischen ihnen wirksame Kraft $F = \frac{M_A \cdot M_B}{r^4}$; daraus ergibt sich, daß in der Regel

die Adhäsion einer Molekel eines festen Stoffes an einer Molekel einer Flüssigkeit kleiner als die Kohäsion der Molekeln des festen Stoffes und größer als die Kohäsion der Flüssigkeit sein wird, so daß an der Oberfläche eines mit einer Flüssigkeit in Berührung befindlichen festen Körpers eine gegen diesen gerichtete resultierende Kraft übrig bleibt, die jedoch kleiner ist, als wenn die Flüssigkeit nicht vorhanden ist. Soll ein Teilchen des festen Körpers sich von diesem trennen und in die Flüssigkeit gelangen, so muß die senkrecht zur Begrenzungsfläche gerichtete Geschwindigkeitskomponente einem bestimmten Werte s gleich sein oder ihn überschreiten, derart, daß die dadurch erlangte kinetische Energie jene Resultante zu übertreffen vermag. Die mit geringerer kinetischer Energie zu der Oberfläche zurückkehrenden Teilchen werden wieder von dem festen Körper aufgenommen, und der Lösungsvorgang findet so lange statt, bis die Anzahl der aus der Oberfläche aus- und dann wieder in sie eintretenden Teilchen gleich ist. Es bildet sich also hier in derselben Weise wie bei der Entstehung eines gesättigten Dampfes ein dynamisches Gleichgewicht aus. Enthält im Zustande der Sättigung 1 cm^3 der Flüssigkeit n_a , 1 cm^3 des festen Körpers n_b Molekeln, so ist $n_a = n_b \cdot e^{-s^2 a^2}$, wenn a den wahrscheinlichsten Wert der Geschwindigkeit der Molekeln bezeichnet. Der Wert von s ist durch die Bedingung gegeben, daß die senkrecht zur Oberfläche gerichtete kinetische Energie gerade hinreicht, um die ihr entgegengewirkenden Kräfte zu überwinden. Die der Auflösung eines Teilchens

eines festen Körpers entgegenwirkende Kraft ist, da die Kohäsion des festen Körpers größer ist als die des Lösungsmittels, durch die Differenz zwischen der von den festen Teilchen und von den Teilchen des Lösungsmittels ausgeübten Kraft gegeben, d. h. sie

ist proportional der Differenz $\frac{M_s^2}{r_s^4} - \frac{M_s M_w}{r_{sw}^4}$. (Die Indices s und w entsprechen dem

gelösten Körper bzw. dem Lösungsmittel.) Der Abstand r_{sw} zwischen den Teilchen des gelösten Stoffes und denjenigen des Lösungsmittels ist in der Regel verschieden von demjenigen zwischen den Teilchen des festen Stoffes. Deshalb erfolgt die Auflösung um so besser, je größer der Unterschied in der Anziehung ist, welche die Teilchen des Lösungsmittels auf ein gelöstes Teilchen und untereinander ausüben.

Setzt man diesen Unterschied proportional $\frac{M_s \cdot M_w}{r_{sw}^4} - \frac{M_w^2}{r_w^4}$, so ergibt sich, daß die gesamte der Auflösung entgegenwirkende Kraft proportional ist:

$$f = \frac{M_s^2}{r_s^4} - 2 \frac{M_s M_w}{r_{sw}^4} + \frac{M_w^2}{r_w^4}.$$

Zu demselben Ausdruck gelangt man, wenn die molekulare Kohäsion des gelösten Stoffes kleiner ist als diejenige des Lösungsmittels und die Adhäsionskräfte größer sind als die Kohäsion des gelösten Stoffes, aber kleiner als diejenigen des Lösungsmittels. Die Größe f ist die der Auflösung entgegenwirkende Kraft, wenn die Auflösung beginnt. In einem späteren Stadium des Lösungsvorganges sind noch die zwischen den Teilchen des gelösten Stoffes wirksamen Kräfte zu berücksichtigen. Eine rechnerische Auswertung der für f abgeleiteten Gleichung ist nicht möglich, weil die dazu erforderlichen Größen nicht bekannt sind. Wohl aber gestattet die Gleichung die Herleitung einer Anzahl von Folgerungen. Je kleiner f , um so größer wird die Löslichkeit. Sie steigt also entsprechend der wachsenden kinetischen Energie der Teilchen des gelösten Stoffes mit der Temperatur. Ist die molekulare Kohäsion des gelösten

Stoffes größer als diejenige des Lösungsmittels, so ist der Wert von $\frac{M_s}{r_s^4}$ am größten,

und die der Auflösung entgegenwirkende Kraft ist dann um so größer, je größer die Kohäsion der gelösten Teilchen ist. Um so größer ist aber auch ihre Adhäsion an das Lösungsmittel. Diese gibt sich aber durch eine Vergrößerung der Oberflächenspannung der Lösung kund, und deshalb ist, wie Traube (Ber. Chem. Ges. 42, 86, 1906) gefunden hat, die Löslichkeit eines Stoffes um so geringer, je mehr er im gelösten Zustande die Oberflächenspannung des Lösungsmittels vergrößert. Ist wie bei organischen Flüssigkeiten und Gasen, die sich im Wasser lösen, die Kohäsion des gelösten Stoffes kleiner als diejenige des Lösungsmittels, so wird das zweite Glied in dem Ausdrucke für f größer als dasjenige, welches die Kohäsion der gelösten Teilchen ausdrückt, und die der Auflösung entgegenwirkende Kraft nimmt mit wachsender Kohäsion der gelösten Teilchen und ihrer Adhäsion an dem Lösungsmittel (dem Kohäsionsdrucke Traubes) zu. In ähnlicher Weise leitet der Verf. den von Traube gefundenen Zusammenhang zwischen der Löslichkeit und dem Hydratationsvermögen des gelösten Stoffes, der Kompressibilität, der Dampfdruckverminderung und der Gefrierpunktserniedrigung der Lösungen und dem Molekularvolumen des gelösten Stoffes ab. Bei Flüssigkeiten tritt vollständige Mischbarkeit ein, wenn die mittlere Energie ihrer Teilchen die der Lösung entgegenwirkenden Kräfte zu überwinden vermag. Bei tiefen Temperaturen sind Flüssigkeiten vollkommen mischbar, wenn ihre relativen Molekularvolumina innerhalb gewisser enger Grenzen liegen, die sich mit steigender Temperatur erweitern. Ordnet man die Flüssigkeiten nach ihrem Molekularvolumen

unter Berücksichtigung ihrer Assoziation, so erhält man sie in der Reihenfolge ihrer gegenseitigen Löslichkeit: nebeneinander stehende Flüssigkeiten sind mischbar, voneinander entfernte dagegen nicht, wie dies Holmes und Sagemann (Journ. Chem. Soc. 89, 1774, 1906; 95, 1919, 1909; 113, 2147, 1913) experimentell nachgewiesen haben. Die molekulare Kohäsion der Gase ist kleiner als diejenige irgend eines Lösungsmittels. Deshalb ist zu erwarten, daß ihre Löslichkeit um so größer ist, je größer ihre molekulare Kohäsion und je kleiner die Kohäsion des Lösungsmittels ist. Aus diesem Grunde sollte die Löslichkeit eines Gases in Alkohol größer sein als seine Löslichkeit im Wasser. Da außerdem in der für f aufgestellten Gleichung der Wert des Faktors M_w , welcher dem Lösungsmittel entspricht, viel größer ist als der der Anziehung des gelösten Stoffes entsprechende Faktor, so ist zu erwarten, daß der Unterschied in der Löslichkeit der Gase in den beiden Lösungsmitteln zunimmt, wenn die molekulare Kohäsion der Gase weniger wächst. Dies wird durch das Verhalten einer Anzahl von Gasen gegenüber dem Wasser und Alkohol bestätigt, wenn man mit Bingham (Amer. Chem. Journ. 37, 91, 1907) annimmt, daß der kritische Druck ein Maß für die molekulare Anziehung bei der entsprechenden Temperatur ist. Daß die Löslichkeit eines Gases mit abnehmender Kohäsion des Lösungsmittels wächst, ist von Christoff (ZS. f. phys. Chem. 55, 622, 1906) gezeigt worden. BÖRTGER.

Ernst Kröber †. Zum Molekularzustande von Flüssigkeiten und Lösungen. ZS. f. phys. Chem. 93, 641—692, 1919. Im Anschluß an Messungen, die Mühlbein (Über die innere Reibung von Nichtelektrolyten, Diss. Leipzig 1901, vgl. auch Julius Wagner, ZS. f. phys. Chem. 46, 867, 1903) ausgeführt hat und durch welche gefunden wurde, daß für äquimolekulare (2- bis $\frac{1}{8}$ normale) Lösungen verschiedener Stoffe in Benzol die Menge des in ihnen enthaltenen Lösungsmittels (Gewicht eines Liters Lösung minus dem Gewicht des darin enthaltenen gelösten Stoffes) nahezu gleich ist, hat der Verf. Dichtebestimmungen an einer sehr großen Anzahl von Lösungen nahezu ausnahmslos organischer Verbindungen in organischen Lösungsmitteln ausgeführt und berechnet, welche Mengen des Lösungsmittels in der Lösung enthalten und welche Gewichtsmenge sowie welche Anzahl von Molen des Lösungsmittels durch den festen Stoff ersetzt sind. Ferner bestimmte der Verf. die Volumenänderungen bei der Entstehung der Lösungen, für die Fettsäureester die Atomkonzentration, d. h. den reziproken Wert des Atomvolumens, also den Quotienten aus der in der Molekel enthaltenen Anzahl von Atomen durch das Molekularvolumen bei den Siedepunkten, für eine Anzahl von anderen organischen Verbindungen bei den Siedepunkten und bei 0° und versuchte diese Größe mit der Kompressibilität und der Wärmeausdehnung in Zusammenhang zu setzen. Bei den untersuchten Lösungen handelte es sich um möglichst konzentrierte Lösungen flüssiger oder fester Stoffe in Flüssigkeiten, in geringem Umfange auch um feste Lösungen. Es zeigte sich, daß die Anzahl der durch den festen Stoff ersetzten Mole des Lösungsmittels nur dann annähernd gleich ist, wenn die gelösten Stoffe nahe verwandten Stoffgruppen angehören, wie es z. B. für die Monoderivate des Benzols zutrifft. Anderenfalls werden verschiedene Mole des Lösungsmittels ersetzt. Die betreffenden Zahlen stehen etwa im Verhältnis der Molekularvolumina, welches nur wenig von der Konzentration des gelösten Stoffes und von der Natur des Lösungsmittels abhängig ist. Die Volumenänderungen, von denen der Lösungsvorgang flüssiger Stoffe in Flüssigkeiten begleitet ist, sind gering, und ein bestimmter Einfluß des Umstandes, ob ein Stoff dabei als Lösungsmittel oder als gelöster Stoff dient, ist nicht zu erkennen. Bei Lösungen fester Stoffe in Flüssigkeiten sind die meist positiven Volumenänderungen größer. Sie sind bisher bei organischen Stoffen nicht untersucht worden. In erster Linie dürften sie auf die Ände-

zung des Aggregatzustandes zurückzuführen sein. Dabei lassen in den meisten Fällen sowohl das Lösungsmittel als der gelöste Stoff ein charakteristisches Verhalten erkennen. Ausdehnungs- und Kompressibilitätskoeffizient gehen annähernd parallel mit der mittleren Atomkonzentration, welche auch an sich einiges Interesse bietet und für viele Untersuchungen geeigneter sein dürfte als das Molekularvolumen. Für homologe Reihen ist entsprechend ihrem konstanten Atomvolumen die Atomkonzentration beim Siedepunkt nahezu konstant, und für andere Verbindungen, die nur aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff bestehen, schwankt die Atomkonzentration innerhalb enger Grenzen. Es scheint möglich, auf Grund der Eigenschaften der Komponenten eines Gemisches, insbesondere auf Grund der Ausdehnungskoeffizienten zu entscheiden, ob beim Lösen Kontraktion oder Dilatation eintritt. In allen Fällen von Volumenänderung, die daraufhin untersucht werden konnten, ergab sich eine von der gefundenen Regel abweichende Volumenänderung nur bei drei Gemischen, bei denen vermutlich chemische Vorgänge eine Rolle spielen. BÖTTGER.

A. Galecki. Einfluß des Lichtes auf kolloide Lösungen. I. Einfluß des Lichtes auf die Viskosität von Goldhydrosolen. *Krak. Anz. (A)* 1917, 306—314. [S. 858.] BÖTTGER.

J. Joly and J. H. J. Poole. An attempt to determine if Common Lead could be separated into Isotopes by Centrifuging in the Liquid State. *Phil. Mag. (6)* 39, 372—375, 1920. [S. 817.] SWINNE.

G. Belloc. Okklusion von Gasen in Metallen. (*Rev. gén. des Sciences pures et appl.* 30, 131, 1919.) *Chem. Zentralbl.* (6) 1 [3], 1035—1036, 1919. Aus Anlaß des Aufsatzes von Delesne (*Rev. gén. des Sciences pures et appl.* 30 vom 15. Januar) gibt der Verf. die Ergebnisse seiner Untersuchungen hierüber unter Erhebung des Anspruches auf Priorität an. Danach sind die okkludierten Gase zur Entstehung des Stahles notwendig, ferner beeinflussen sie in großem Umfange den elektrischen Widerstand; ihre Entbindung hängt von den kritischen Punkten des Stahles ab. So ist unterhalb 600° Kohlendioxyd das einzige entweichende Gas, während diese Verbindung oberhalb 600° zurücktritt und Kohlenoxyd und Wasserstoff auftreten. Die eingeschlossenen Gase durch eine Erhitzung sämtlich zu entfernen, ist unmöglich; nach gewissen Ruhepausen kann man stets von neuem durch Erhitzen Gase entziehen. Die Arbeiten des Verf. sind in den *C. R.*, im *Bull. Soc. encour. industrie nationale*, *Rev. de Metallurgie*, *Ann. de Chim.* erschienen. In einer Nachschrift erklärt die Schriftleitung, daß der Aufsatz von Delesne nur den Zweck hatte, einige neuere Arbeiten über den in Rede stehenden Gegenstand zusammenfassend zu besprechen. BÖTTGER.

A. Gutbier und O. Maisch. Über das Verhalten von Wasserstoff gegen Rhodium. *Chem. Ber.* 52, 2275—2280, 1919. Zur Darstellung von Rhodiumschwarz reduziert man die in der Siedehitze mit Natriumcarbonat oder Ammoniak neutralisierte Lösung des Natriumchlorosalzes in Salzsäure durch die 10proz. Lösung von Hydrazinhydrat und wäscht mit heißem Wasser aus. Bei der Behandlung mit Salzsäure geht die schwarze Form in eine mehr grauschwarze, schlammartige über, die sich nur schwer auswaschen läßt. Rhodiumschwarz wird im Vakuum über Phosphorpentoxyd getrocknet. Auch die reinsten Formen enthalten immer geringe Mengen Sauerstoff und Wasser. Zu den Versuchen über die Absorption des Wasserstoffs bei verschiedenen Temperaturen dienten drei voneinander etwas abweichende Formen von Rhodiumschwarz: ein grauschwarzes, ein schwach graustichig schwarzes und ein tiefschwarzes Präparat. Ferner wurden noch Versuche mit Rhodiumschwamm (durch Erhitzen von Rhodiumschwarz im Wasserstoffstrom auf 400 bis 500° und Abkühlen in sauerstoff-

freiem Kohlendioxyd gewonnen) ausgeführt. Die tiefschwarze Modifikation, das Rhodiumschwarz, vermag weit mehr Wasserstoff zu absorbieren, als die anderen Formen. Die Höchstwerte des absorbierten Gases betrugen bei der grauschwarzen Modifikation 180 Rtle. bei 190°, bei der graustichig schwarzen 165 Rtle. bei 40°, bei der tiefschwarzen 206 Rtle. bei 0°. Das Absorptionsvermögen des Rhodiums für Wasserstoff ist sonach weit geringer als dasjenige des Palladiums und entspricht demjenigen des Platins. Rhodiumschwamm absorbiert ähnlich wie Platinschwamm nur wenige Raumteile Wasserstoff.

BÖTTGER.

Bror Gustafson. Studien über Sorption von Dämpfen durch Kohle. Arkiv för Kemi, Min. och Geol. 7, Nr. 22, 17 S., 1919. Bei der Untersuchung der Frage, ob die Adsorption eine einheitliche Erscheinung ist, ist man zu dem Resultat gekommen, daß andere Prozesse wie feste Lösungen und chemische Reaktionen oft neben der Adsorption verlaufen, ja sogar einen wesentlichen Teil derselben bilden. Statt Adsorption wird der allgemeinere Ausdruck „Sorption“ eingeführt. Die feste Lösung besteht darin, daß der aufgenommene Stoff in das Sorbens hineindiffundiert, wie ein Gas, das sich in einer Flüssigkeit auflöst. Die Konzentrationskurve der aufgenommenen Menge ist eine Gerade. Bei chemischen Reaktionen wird die Sorptionserscheinung durch die chemische Affinität zwischen sorbiertem Stoff und Sorbens erklärt. Zuerst findet ein Hineindiffundieren des sorbierten Stoffes in die Moleküle des Sorbens statt (feste Lösung); allmählich lagern sich die Moleküle des sorbierenden Stoffes um die des Sorbens herum, wodurch das Auftreten sorptionshemmender Kräfte bedingt wird: Die Kurve biegt gegen die Druckachse um, und es liegen die typischen Verhältnisse der Adsorption vor. Um diese Vorgänge eingehend zu studieren, wird die Sorption von Dämpfen ermittelt. Während die Sorption aus einer Lösung nur das Endgleichgewicht gibt, so kann bei der Sorption des Dampfes die Aufnahme in jedem Augenblick ermittelt werden. In dieser Arbeit liegen nun die Resultate über die Sorption von Wasser- und Eisessigdämpfen durch Kohle vor.

Für Wasserdampf ergab sich das eigentümliche Resultat, daß die Aufnahme bei kleinen Drucken sehr gering ist; sie ist hier proportional mit dem Druck. Erst bei dem Druck von 6,0 mm nimmt die Aufnahme schneller zu. Demnach muß die Sorption bei kleinen Drucken eine feste Lösung sein, und erst bei einem Drucke von 6 mm an beginnt die Adsorption sich geltend zu machen. Es ist auch die Sorptionsgeschwindigkeit untersucht worden; der Dampf wird schneller bei kleinen Drucken aufgenommen, und das Gleichgewicht ist nach zwei Stunden sicher erreicht. Die Geschwindigkeit der Aufnahme ist anfangs am größten und nimmt dann bis zum Gleichgewicht ab. Die Versuche mit Essigsäuredampf zeigen, daß im großen und ganzen dieselben Verhältnisse wie bei der Aufnahme von Wasser vorliegen. Das langsame Steigen der Sorptionskurve mit dem Drucke umfaßt nur ein kleines Gebiet; schon bei einem Drucke von 8 mm beginnt das gewöhnliche steile Ansteigen der Kurve, das auf Adsorption hindeutet. Die Sorption vollendet sich in sehr kurzer Zeit, schon nach fünf Minuten ist Sättigung erreicht. In welcher Weise man auch das Gleichgewicht sich einstellen läßt, wird zwar ein ganz bestimmter Gleichgewichtsdruck erreicht, er ist aber in beiden Fällen nicht derselbe. Wenn die Kohle einer Atmosphäre von gesättigtem Dampf bis zur Sättigung ausgesetzt wird (das Gleichgewicht von oben), wird dieser Druck höher, als wenn die Kohle im leeren Raume bis zum Gleichgewicht entdampft wird (das Gleichgewicht von unten). Die Ursache dieser als „Hysteresis“ bezeichneten Erscheinung wird aller Wahrscheinlichkeit nach diejenige sein, daß die Sorption aus zwei gleichzeitig verlaufenden Prozessen (feste Lösung und Adsorption) zusammengesetzt ist. Wenn die Kohle kleinen Portionen Dampf ausgesetzt wird,

diffundiert dieser in die Kohle hinein und bildet eine feste Lösung (bei kleinen Drucken); das ist der erste Teil der Sorptionskurven. Wenn das Gleichgewicht von unten sich einstellen darf, wird adsorbierter Dampf teilweise abgegeben, während der gelöste Dampf von der Kohle gut festgehalten wird. Eingehendere Diskussion der Kurven findet noch nicht statt, da das experimentelle Material erweitert werden soll. Es werden die Untersuchungen von Toluol-, Benzol- und Äthylalkoholdämpfen sowie auch von binären Mischungen angekündigt.

A. SCHULZE.

E. Waetzmann. Theoretisches über den Schalldruck. Phys. ZS. **21**, 122—128, 1920. Verf. bringt zunächst einige Ergänzungen zu einer früheren Arbeit, welche den Zusammenhang zwischen Schalldruck und Kombinationstönen (K.-T.) behandelt. (Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 424, 1914.) Statt des Druckes von der Form $f \cdot \sin 2\pi mt + D$, wo D den konstanten Rayleighschen Überdruck bedeutet, führt der Ansatz des Verf., in dem er zwei primäre Schwingungszahlen m und n ansetzt, die im bestimmten Verhältnis stehen, auf die Form $f \cdot \sin 2\pi mt + g \sin 2\pi nt + D$, wo D nicht mehr konstant, sondern periodisch nach $m - n$ ist. Löst man D nach Fourier auf, so ist das konstante Glied der bekannte Rayleighsche Überdruck, das erste periodische Glied der Differenzton 1. Ordnung.

Verf. kommt zu dem Schluß, daß, wenn Rayleighscher Schalldruck vorhanden ist, auch K.-T. entstehen müssen.

Der zweite Teil bringt einige Bemerkungen zu den Rechnungen von Küstner (Ann. d. Phys. **50**, 941, 1916), welche sich mit der Bestimmung des gesamten zeitlichen Verlaufs der Druckschwankungen befassen und sich von der Rayleighschen Art der Berechnung unterscheiden, die den zeitlichen Mittelwert der Druckschwankungen ergibt. Die Ergänzungen beziehen sich auf die Vernachlässigung der Glieder höheren Grades in den hydrodynamischen Druckgleichungen.

Zum Schluß weist Verf. eine ablehnende Kritik Buddes an der eingangs zitierten Arbeit und einer Arbeit vom Verf. und W. Moser (Verh. d. D. Phys. Ges. **19**, 13, 1917) zurück und erklärt sie teilweise durch Mißverständnisse. Es wird betont, daß das Problem des Schalldruckes noch längst nicht geklärt sei.

JAEGER.

W. Hahnemann und H. Hecht. Die Grundform des mechanisch-akustischen Schwingungskörpers. (Der Tonpilz.) Phys. ZS. **21**, 187—192, 1920. Wenn man bei gewöhnlichen Schwingungskörpern, bei denen Masse und Elastizität ziemlich gleichmäßig verteilt ist, mit stark erregenden oder abbremsenden Kräften an Stellen größerer Amplitude angreift, ändert sich im allgemeinen die Schwingungsform in der Weise, daß möglichst wenig Energie aufgenommen oder abgegeben wird. Um dies zu verhindern, muß man die beiden maßgebenden Größen, Masse und Elastizität, trennen. Die Verff. kommen so zu einem Schwingungsgebilde, das aus zwei elastizitätsfreien Massen und einer sie verbindenden masselosen Elastizität besteht und in Richtung der Schwerpunktslinie schwingt, so daß eine Verschiebung der Knotenlinien unmöglich wird. Will man mit einem solchen Gebilde relativ hohe, akustisch wahrnehmbare Töne erzielen, so muß man, damit die schwingenden Massen gegenüber der Masse des Verbindungsgliedes möglichst groß bleiben, eine mit möglichst geringer Masse zu bauende Elastizität wählen, d. h. einen longitudinal-deformierten Stab. Ein solcher Schwingungskörper wird „Tonpilz“ genannt. Alle Schwingungsgebilde können auf diese einfachste Form zurückgeführt werden, insbesondere z. B. auch solche, bei denen die eine Masse praktisch unendlich groß ist und gewöhnlich gar nicht als Teil des Schwingungsgebildes betrachtet wird.

Da die Amplituden sich umgekehrt verhalten wie die Massen, ist der Tonpilz in solchen Fällen von praktischer Bedeutung, wo im Interesse eines guten Wirkungs-

grades eine Amplitudenübersetzung notwendig ist, z. B. bei elektrischen Schallgebern oder -empfängern für Luft oder Wasser. Kompliziertere Schwingungsgebilde lassen sich gedanklich in mehrere miteinander gekoppelte Tonpilze zerlegen und Kopplungskoeffizienten und Schwingungszahlen ableiten. Für ein doppelwelliges Gebilde ist die Rechnung durchgeführt. Der Tonpils ist als solcher mit gutem Erfolge von den Verff. zum Bau von Wasserschallgebern für große Leistungen verwendet worden. KUNZE.

A. Einstein. Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen. Berl. Ber. 1920, 380—385. [S. 860.] HENNING.

Arthur L. Foley. The speed of sound pulses in pipes. Phys. Rev. 14, 143—151, 1919. Verf. macht sich zur Aufgabe, die Geschwindigkeit von Schallimpulsen in freier Luft und in Röhren zu vergleichen. Eine Zusammenstellung der von den verschiedenen Forschern erhaltenen Resultate und deren Diskussion an Hand der von Helmholtz und Kirchhoff aufgestellten Theorie lassen die Notwendigkeit einer direkten Bestimmung erkennen. Zu diesem Zweck benutzt Verf. eine photographische Methode. Die Schallimpulse, welche durch einen elektrischen Funken hervorgerufen wurden, konnten mittels eines Beleuchtungsfunkens, der durch Kapazitäten mit dem Knallfunken in Verbindung stand, in einem bestimmten Moment festgehalten werden. Die Unterschiede der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten waren auf der Platte direkt abzulesen. Als Resultat der zunächst qualitativen Untersuchung ergab sich folgendes:

1. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines Knalles in einem kurzen Rohr kann größer sein als in freier Luft, und zwar größer in einem engen Rohr als in einem weiten.
2. Die Geschwindigkeit hängt von derjenigen Intensität ab, mit der der Knall in die Röhre eintritt. Unter bestimmten Voraussetzungen kann sogar die Schallgeschwindigkeit im Rohr kleiner sein als in freier Luft.
3. Für die Schallgeschwindigkeit ist die Bewegung der Luft von Einfluß, doch zeigten starke Funken eine Vergrößerung der Schallgeschwindigkeit auch dann, wenn die Bewegung der Luft in der Röhre durch eine Kollodiummembran behindert war.
4. Die Schallgeschwindigkeit in Pfeifen kann nicht durch die Gleichung von Helmholtz oder eine andere dargestellt werden, welche unabhängig ist von der Intensität.
5. Eine genaue Bestimmung der Bewegung einer fortschreitenden Welle kann nicht durch Wellenlängen- und Frequenzbestimmung an stehenden Wellen gemacht werden. Eine absolute Bestimmung der Schallgeschwindigkeit soll später beschrieben werden. JAEGER.

E. M. von Hornbostel und M. Wertheimer. Über die Wahrnehmung der Schallrichtung. Berl. Ber. 1920, 388—396. Der Seitenwinkel φ , in dem ein Schall gehört wird, ist gesetzmäßig abhängig von dem Zeitunterschied der Erregung des einen und anderen Ohrs durch den gleichen Reiz. Diese von Mallock (Fortschr. d. Phys. 64 [1], 229, 1908) für einen speziellen Fall gemachte Annahme wird experimentell als allgemein gültig erwiesen. Wächst der Unterschied d der Weglängen von der Schallquelle zum einen und anderen Ohr von 0 bis k , so läuft das Schallbild von der Mitte bis 90° auf Seiten des vorlaufenden Reizes. Wird der Schall von zwei Empfängern, deren Abstand voneinander $= b$ ist, den Ohren getrennt zugeführt, so kann der Subjektivwinkel φ gegenüber dem Einfallswinkel a der Schallstrahlen auf die Empfängerbasis vergrößert werden; es gilt: $d = b \cdot \sin a = k \cdot \sin \varphi$. k wurde empirisch gleich 21 cm gefunden. Wird $d > k$, so wird der Richtungseindruck labil. Bei gleichzeitiger Einwirkung zweier d entspricht φ dem Mittel der Komponenten. Die quantitative Beziehung gilt, bei Berücksichtigung des Verhältnisses der Schallgeschwindigkeiten, auch in anderen Medien als Luft, z. B. im Wasser. Daß der reine Zeit- und nicht ein

Intensitätsunterschied der wirksame Reiz ist, wird durch telegraphonische Doppelaufnahmen erwiesen: bloße Veränderung des Zeitunterschiedes gibt dieselben Erscheinungen, wie Variation der Weglängen. Bei Dauerreizung durch Sinustöne ist nicht der als bestimmter Bruchteil der Schwingungsdauer ausgedrückte Phasenunterschied für die Lokalisation maßgebend (Rayleigh, Fortschr. d. Phys. 63 [1], 240, 1907), sondern der — von der Frequenz abhängige — Zeitunterschied zwischen dem Eintreten der gleichen Phase im einen und anderen Ohr. Hieraus wird auch die schlechtere Lokalisation von hohen Tönen gegenüber tiefen und von Tönen überhaupt gegenüber Geräuschen erklärlich. Die bei verteilten Gabeln beobachteten, als „dichotische Schwebungen“ bezeichneten Erscheinungen werden durch die Zeittheorie ebenfalls quantitativ erklärt. Metotische Knochenleitung spielt bei der Schalllokalisierung wahrscheinlich überhaupt keine Rolle. Der dem Richtungshören zugrunde liegende physiologische Prozeß, der durch die Erregung der beiden Gehörorgane ausgelöst wird, kommt nicht in diesen, sondern erst im Gehirn zustande. v. HORNOSTEL.

W. L. Bragg. Sound-ranging. Manchester Soc., Oct. 21, 1919. Nature 104, 187, 1919. Es wird über die bereits beschriebene (diese Ber., S. 600) Methode der Bestimmung des Standortes von Geschützen durch Beobachtung der Ankunftszeiten des Abschußkalles an verschiedenen Geländepunkten berichtet. Diese von der englischen und französischen Armee angewendete Methode gestattete, die Stellung von Batterien, die 10 bis 15 km entfernt waren, bis auf ungefähr 50 m genau festzustellen. KUNZE.

Jean Chazy. Sur les singularités impossibles du problème des n corps. C. R. 170, 575—577, 1920. SCHEEL.

A. und L. Föppl. Drang und Zwang. Höhere Festigkeitslehre für Ingenieure. Bd. 1. XI u. 328 S. mit 59 Figuren. München 1920. SCHEEL.

Yves Delage. Sur un tube de Pitot intégrateur pour la mesure de la vitesse moyenne des courants variables. C. R. 170, 213—218, 1920. Die Pitotröhre, welche konstante Strömungen genügend genau zu messen gestattet, weist große Nachteile auf, wenn es sich darum handelt, das Mittel stark wechselnder Strömungen zu messen. Vor allem ist dies der Umstand, daß die Meßhöhe proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit ist und deshalb das Mittel der Meßhöhen nicht dem Mittel der Geschwindigkeiten, sondern dem Mittel von deren Quadraten entspricht. In der Folge wird eine Anordnung beschrieben, welche das Mittel der Geschwindigkeiten für eine bestimmte Meßzeit erkennen läßt. Sie besteht darin, daß der obere Rand des Pitotrohres in dasselbe Niveau mit der Flüssigkeit gebracht wird, deren Strömung gemessen werden soll. Die während der Meßzeit überströmende Flüssigkeit wird aufgefangen und diese Flüssigkeitsmenge ist proportional der mittleren Geschwindigkeit. Die Schwierigkeit des Verfahrens besteht darin, das obere Ende des Pitotrohres stets im Niveau der Flüssigkeit zu halten. Die Niveauänderung durch Wellenschlag soll durch einen entsprechenden Schwimmer, die kleinen Kapillarwellen durch ein Abschlußrohr, ähnlich wie bei Präzisionspegeln eliminiert werden. Die Massenänderung des schwimmenden Systems, hervorgerufen durch den Übertritt der Meßflüssigkeit, wird dadurch ausgeglichen, daß dieselbe in einen elastischen, unter dem Flüssigkeitsniveau suspendierten Balg geleitet wird, so daß der Massenvergrößerung eine entsprechende Volumenvergrößerung gegenübersteht. Schließlich wird eine Berechnung des Fehlers gegeben, wenn der Niveaufehler $\frac{1}{3}$ mm beträgt. Es zeigt sich, daß ein solcher Niveaufehler das Meßergebnis bei kleinen Geschwindigkeiten bis etwa 25 cm in nennenswerter Weise fälscht, daß er aber schon bei 50 cm Geschwindigkeit nur mehr 1 Proz. beträgt. BOYKOW.

C. I. R. Campbell and H. May. The effect of size upon performance of rigid airships. Engineering 109, 464—466, 1920. Um den Einfluß der Größe von Starrluftschiffen auf ihre Leistung zu untersuchen, wird für jeden Teil des Luftschiffs die Art der Beanspruchung und deren Änderung mit der Größe des Gesamtauftriebs untersucht: Hülle, Gaszellen, deren Träger und Tragdrähte, auch die am Umfang, Ringverspannung, Längsträger, Zwischenträger, Haupt- und Zwischenringe, Drahtkreuze des Gerippes, Laufgang, Flossen und Ruder, elektrische und funktelegraphische Anlage, Ankergestell und Landetaue, sowie Maschinenanlage. Eine Zusammenstellung zeigt, daß die Gewichte proportional der ersten, zweiten, dritten oder vierten Potenz der Längenabmessungen wachsen. Die Anteile der einzelnen Potenzen hängen von der Bauart ab. Die Formeln und Kurven zeigen den Vorteil größerer Abmessungen, durch die das Luftschiff für den Fernverkehr geeignet wird. EVERLING.

Julius Ratzersdorfer. Beitrag zur Berechnung der Knickfestigkeit gerader Stäbe mit beliebig vielen Feldern. Der Flug 1920, 3—7, 26—28. Die Bedingung für das Ausknicken gerader Stäbe mit beliebig vielen Feldern und gleichzeitiger Längs- und Querbelastrung wird sehr vereinfacht, wenn man die Längskraft in der Tangente an die elastische Linie wirken läßt. Aber auch, wenn die Längskraft parallel der ursprünglichen Stabachse ist, läßt sich die Knickbedingung gegenüber der von Zimmermann wesentlich vereinfachen. Für das Eintreten des labilen Zustandes sind nur die zentrisch angreifenden Längskräfte zu berücksichtigen. Für einen Stab mit beliebigen, durch Stützen getrennten und in „Felder“ unterteilten „Öffnungen“ werden die Dreimomentengleichungen und die Gleichgewichtsbedingungen für die Querkkräfte an der „Schnittstelle“ benachbarter Felder hergeleitet. Die Einspannung an den Enden kann durch Hinzufügen einer unendlich kurzen Öffnung ersetzt werden. Führt man in die Dreimomentengleichungen statt der Durchbiegungen die Querkkräfte ein und stellt für letztere in jeder Öffnung eine „Querkraftsgleichung“ auf, beachtet man ferner die Lagergleichungen für die starren oder elastischen Stützen, so erhält man ein System von Gleichungen, deren Zahl gegenüber Zimmermann um die Anzahl der nicht beiderseits gestützten Felder verringert ist. Die Nennergrenze, deren Verschwinden die Knickbedingung gibt, wird also von entsprechend niedriger Ordnung. Das wird an zwei Beispielen erläutert. Dabei zeigt sich, daß sich die Nennergrenze in die Summe zweier Produkte aus je zwei Determinanten zerlegen läßt, von denen je eine der festen, die andere der drehbaren Lagerung entspricht, und von denen ein Faktor für die Stützenverschiebung Null gilt. Nur bei gelenkiger Lagerung an der Zwischenstütze kann eine Öffnung für sich die Knickgrenze erreichen. Der Stab knickt aber nur dann, wenn auch die anderen Öffnungen sich an der Knickgrenze befinden (im Gegensatz zum Ergebnis von Zimmermann). Ein vollständig gestützter Stab, also ein Stab mit nur einfeldrigen Öffnungen, knickt, wenn jede Öffnung für sich an der Grenze ist (Eulerlast). Dann sind die Stützenmomente Null. Ein beiderseits eingespannter, in der Mitte gestützter Stab knickt wie ein einseitig eingespannter, am anderen Ende drehbar gelagerter. Analoges gilt für gelenkige Lagerung. Erst bei vierfacher Knicklast wären sämtliche Stützenmomente einander gleich. Oberhalb der Proportionalitätsgrenze ist statt des Elastizitätsmoduls der „Spannungsmodul“ T einzusetzen und nach Tetmajer zu rechnen. EVERLING.

J. S. Nicholson. The development of metal construction in aircraft. Engineering 109, 357—362, 375—378, 408—412, 1920. Holz für Flugzeuge ist knapp, wenig dauerhaft und wetterbeständig, bricht und verzieht sich leicht. Die Festigkeit nimmt mit zunehmender Feuchtigkeit ab. Holzflugzeuge sind unzuverlässig und veränderlich, splintern beim Bruch; Metall ist zuverlässig, gleichmäßig, von eindeutiger Festigkeit

und wetterbeständig, vom Verrosten abgesehen. Metallflugzeuge bedürfen keiner Wartung und Verspannung, sind leichter und stärker als Holzflugzeuge. Gewöhnlich verwendet man Stahl und Duralumin; deren physikalische Eigenschaften werden mitgeteilt. Der Vortrag befaßt sich im wesentlichen mit den Tragflügeln und mit der Entwicklung im Metallflugzeugbau. Die Dehnung ist möglichst gering zu halten, das Trägheitsmoment mit Rücksicht auf das Gewicht und auf die Stabilität beim Ausknicken unter Druck zu bestimmen. Meist wirken Knickung und Biegung zugleich auf die Holme. Für einen drehbar gelagerten Stab wird die Druckspannung berechnet. Das Ausknicken einzelner Fachwerkteile wird an Flugzeugholmen erörtert, die verschiedenen Möglichkeiten des Versagens und die Vorsichtsmaßregeln beim Entwerfen werden erörtert. Duralumin mit dem 2,78fachen Trägheitsmoment hat das gleiche Gewicht; E/J ist um 0,03 größer. Wegen der großen Wandstärke neigt Duralumin weniger zum örtlichen Einknicken. Auch ist es leichter herzustellen. Vergleichende Versuche mit Holz- und Duraluminflügeln, vor allem verschiedene Querschnitte und Herstellarten der Holme nebst Festigkeitsprüfungen werden beschrieben. Die gefundene Bruchlast ist größer als die berechnete; die Kurven der Spannung, abhängig vom Lastvielfachen, werden erörtert. Duraluminholme waren den Stahlholmen um 0,26 überlegen; beide sind bereits bei mittelmäßiger Bauweise den Holzholmen gleichwertig. Die Holme der zweistieligen Avroflugzeuge werden mit denen anderer Ein- und Zweistielern, ferner mit Großflugzeugholmen verglichen. Mit den Stielen wurden Knickversuche angestellt, auch für gleichzeitige Biegebelastung. Versteifung der Gurte und Stege erhöht das Gewicht und ist nur für die Aufnahme der Schubkräfte, nicht aber der Knickbiegung vorteilhaft. Allgemeine Erfahrungen im Bau der Holme und der ganzen Flügel, von Rippen und Querrudern aus Metall, Verfahren und Ergebnis von Belastungsprüfungen an Stahl- und Duraluminflügeln werden mitgeteilt. Flugversuche mit Stahlflügeln verliefen günstig. Als Bauteile kommen Stahlbänder, deren Herstellung, Eigenschaften und Schutz vor Lufteinflüssen beschrieben werden, in Frage; ferner Duraluminbänder und -profile. Ferner werden die Festigkeitseigenschaften bei verschiedener Warmbehandlung für einen geeigneten Stahl von 0,0030 C- und 0,0085 Mn- Gehalt mitgeteilt.

EVERLING.

A. J. Sutton Pippard. The development of metal construction in aircraft. Engineering 109, 421, 1920. In dem Vortrag von Nicholson mit der gleichen Überschrift (vgl. vorst. Ref.) fällt der Unterschied zwischen den Spannungen auf, die einmal aus den Durchbiegungen und dann aus der Formel von Perry berechnet sind. Der Verf. der Zuschrift gibt eine strenge Berechnung der Spannung für einen Stab mit Längsbelastung und zwei Querlasten. Die Übereinstimmung mit dem Versuch wird wesentlich besser, vor allem für große Lastvielfache.

EVERLING.

T. C. Lea. The development of metal construction in aircraft. Engineering 109, 458, 1920. Mit Bezug auf die Bemerkung von Sutton Pippard (vgl. vorst. Ref.) weist der Einsender darauf hin, daß Nicholson die Unterlagen zu seinem Vortrage unter gleichem Titel aus seinem Laboratorium, in dem die Versuche gemacht wurden, bezogen habe. In seinem Versuchsbericht sei die Abhängigkeit zwischen Durchbiegungen und Biegespannungen infolge der Quer- und Längsbelastung durch gerade Linien dargestellt, so daß man die Elastizitätsgrenze bestimmen könne.

EVERLING.

E. Everling. Zur Wertung von Höhenrekorden. ZS. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 11, 121—124, 1920. Die Höhenwertung der Fédération Aéronautique Internationale berücksichtigt nicht die wahre, sondern gar keine oder nur eine, dazu noch unrichtige, mittlere Temperaturverteilung. Sie wertet also den Luftdruck, der nur

durch eine Höhe anschaulich dargestellt wird. Auch die Wertung der wahren Höhe gibt kein Bild von den tatsächlichen Flugleistungen. Für die Flugleistungen ist vielmehr die Luftdichte maßgebend. Höhenrekorde sind daher durch die geringste erzielte Luftdichte zu werten, aber der Anschaulichkeit wegen durch eine ihr zugeordnete Höhe auszudrücken. Für die Zuordnung wird eine einfache Parabelgleichung empfohlen, die sich den beobachteten Luftdichtewerten recht gut anschließt. Eine häufig verwendete Beziehung, die aus der (für große Höhen nicht mehr gültigen) Annahme gleichmäßigen Temperaturabfalles abgeleitet wird, ist weniger genau und verwickelter.

In der Aussprache zu dem Vortrage zeigte Berson an Beispielen, daß für gleiche Luftdichte, aber verschiedene Temperatur die FAI-Höhen viel stärker voneinander abweichen können als die wahren Höhen. Er prüfte, ob die Flugleistungen tatsächlich von der Luftdichte abhingen. Der Vortragende wies darauf hin, daß der Füllungsgrad usw. des Motors wie auch die Reynoldssche Zahl und die Schallgeschwindigkeit für den Flugzustand von der Temperatur abhängen. Die Wahl der Luftdichte als Maß der Flugleistungen stellt also ebenfalls eine Übereinkunft dar, freilich von allen möglichen Beziehungen zwischen den Veränderlichen, Luftdruck und Temperatur, die zweckmäßigste. EVERLING.

Auguste Forissier. *Les régimes lents, en aviation. Le Génie civil* 76, 205—207, 1920. Setzt man in die Gleichgewichtsbedingungen für den unbeschleunigten wagerechten Flug die Beiwerte des Auftriebes und Widerstandes für die verschiedenen Anstellwinkel ein, so schneiden sich die zugehörigen Kurven in zwei Punkten; der eine entspricht dem gewöhnlichen Flug mit kleinem Anstellwinkel und großer Geschwindigkeit, der andere einem langsamen Flugzustand mit großem Anstellwinkel, von dem der Verf. angibt, daß er unstabil sei und infolge abnehmender Geschwindigkeit zum seitlichen Abrutschen oder Trudeln führen müsse. Dieselben Verhältnisse herrschen im Steigflug, doch fallen beide Flugzustände für den Anstellwinkel des steilsten (nicht für den des schnellsten) Steigens zusammen. Beim Gleitflug mit dem großen Anstellwinkel tritt Durchsacken ein. Im Anschluß daran wird die Lilienthalsche Polarendarstellung beschrieben. Die übliche Verschiebung des Nullpunktes zum Berücksichtigen der schädlichen Widerstände trifft nicht zu, weil der Widerstand des Rumpfes je nach dessen Anstellwinkel verschieden ist. Die gegenseitige Beeinflussung der Flügel und die Anstellung der Schrauben gegen die Flugbahn ist dabei noch nicht berücksichtigt. Um den Flug, wie es für den Luftverkehr wichtig wäre, verlangsamen zu können, müßte man Einstellwinkel oder Wölbung der Flügel verstellbar einrichten. EVERLING.

Richard Baldus und Eberhard Buchwald. Versuche über drahtlose Anpeilung von Flugzeugen. *ZS. f. drahtl. Telegr.* 15, 214—236, 1920. [S. 829.] GEHNE.

4. Aufbau der Materie.

Stefan Meyer. Über den Zusammenhang einiger physikalischer Eigenschaften mit der Elektronenordnung in den Elementen. *Die Naturwissenschaften* 8, 284, 1920. Kürzlich hat Ladenburg die besonderen chemischen und physikalischen Eigenschaften der Elemente der großen Perioden durch die Annahme einer „Zwischenschale“ in der Elektronenanordnung zu erklären versucht (*Die Naturwissenschaften* 8, 5, 1920, diese Berichte, S. 401); deren lose gebundene Elektronen sollen die Färbung und den Paramagnetismus der Ionen verursachen. Diese Annahme, so bemerkt St. Meyer, stimmt

mit seiner vor fünf Jahren geäußerten Anschauung überein, daß wegen der Unabhängigkeit der Suszeptibilität von der Dissoziation der äußerste Valenzelektronenring für den Magnetismus nicht allein maßgeblich sein kann (Wien. Ber. 124, 187, 1915). Er hält es ferner für möglich, daß auch die durch β -Bestrahlung entstehende Verfärbung von Salzen und Gläsern auf der besonders leichten Verschieblichkeit des Valenzelektrons der Alkaliatome beruht, die aus den in fester Lösung befindlichen Metallionen durch Aufnahme eines Elektrons entstehen sollen. Man nimmt zwar gewöhnlich an, daß sich bei der Bestrahlung größere kolloide Komplexe bilden, doch ist ihre ultramikroskopische Auflösung bisher nicht gelungen.

R. LADENBURG.

Karl Fehrle. Über eine neue periodische Beziehung zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente. Phys. ZS. 21, 162—166, 1920. Der Verf. geht von unbestimmten Vorstellungen über den Aufbau der „Molekeln“ der Elemente aus Kugelschalen aus, auf deren Oberfläche sich „Atome“ bewegen — die „Molekeln“ scheinen die gewöhnlichen Atome zu sein, die „Atome“ werden als Elektronen bezeichnet, deren Zahl pro „Molekel“ gleich der Ordnungszahl ist, deren Masse allein die Masse der Molekel, das gewöhnliche Atomgewicht, bestimmen soll. Indem Verf. willkürlich die Masse seiner „Atome“ proportional ihrer Winkelgeschwindigkeit und dem Kugelradius setzt, errechnet er für das Atomgewicht des n ten Elements die Formel

$$\sum_1^n \sqrt{67,7 + (n-1)16,59}.$$

Die so erhaltenen Zahlen stimmen bis auf ein bis zwei Einheiten mit den wahren Atomgewichten des n ten Elements überein. In den Unterschieden sieht der Verf. eine periodische Funktion des Atomgewichts.

R. LADENBURG.

Albert C. Crehore. Remarks on Dr. L. Silberstein's results in his paper „On the dispersion of the diamond“. Phys. Rev. (2) 14, 440—445, 1919. [S. 834.]

ERFLE.

K. Fajans. Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. 2. Aufl. Mit 9 Abbildungen und 10 Tabellen. III u. 115 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1920 (Sammlung Vieweg, Heft 45). Die zweite Auflage ist der ersten (diese Ber., S. 672) sehr schnell gefolgt und unterscheidet sich von ihr nicht wesentlich. Nachdem sich ergeben hat, daß das gewöhnliche Chlor ein Gemisch zweier Isotopen ist, hat Kap. X, Neon und Metanon, unter dem allgemeinen Titel: Isotopie bei gewöhnlichen Elementen eine Erweiterung erfahren. Der der Zerlegung des Stickstoffatoms gewidmete Nachtrag ist als Kap. XIII mit dem Titel: Revision des Begriffes des chemischen Elementes erweitert eingefügt. Die vom Verf. theoretisch begründete Ansicht, daß zwischen den Isotopen in allen Eigenschaften mit Ausnahme der Kernladung gewisse, wenn auch vielfach sehr geringe Unterschiede anzunehmen sind, wurde jetzt mit größerem Nachdruck als in der ersten Auflage vertreten, nachdem sie letzters wichtige experimentelle Stützen gefunden hat.

SCHEEL.

T. R. Merton. An Experiment relating to Atomic Orientation. Phil. Mag. (6) 38, 463—464, 1919. Es wird eine experimentelle Lösung der Frage angestrebt, ob in Kristallraumgittern alle Atome so angeordnet sind, daß die auf den Elektronenringebenen — vorausgesetzt wird die Richtigkeit der Anschauung komplanarer Ringsysteme — jedes Atoms senkrechte Achse bei allen Atomen gleichgerichtet ist. Zur Entscheidung dieser Frage wird die Stärke der von verschiedenen Kristallflächen eines Urannitratkristalles emittierten α -Strahlung elektroskopisch gemessen. Der Versuch ergibt keinerlei Unterschiede; der Verf. schließt hieraus, daß die α -Strahlen, ganz unabhängig von der Lage der Achse des Atoms, vom Kern ausgeschleudert werden.

Zur Entscheidung der an der Spitze der Arbeit aufgeworfenen Frage werden neue Versuche mit β -Strahlen, deren Emission eher eine Abhängigkeit von der Orientierung der Atomachse vermuten läßt, angekündigt.

GLOCKER.

Hans Th. Wolff. Betrachtungen über den radioaktiven Zerfall des Atomkernes. Phys. ZS. 21, 175—178, 1920. Lindemann (Beibl. 40, 119, 1916) hatte versucht, aus einer Verknüpfung des exponentiellen radioaktiven Atomzerfalls mit der Geiger-Nuttallschen Reichweitenbeziehung Schlüsse auf die Vorgänge im Atomkern zu ziehen; dabei wurde angenommen, daß das Instabilwerden des Atomkernes von einer größeren Anzahl von Teilchen abhängt, welche sich in ihm, voneinander unabhängig, bewegen. Verf. setzt nun voraus, daß diese Teilchen bei ihrem kreisförmigen Umlauf dem Bohrschen Quantenansatz betr. das Impulsmoment folgen, und daß ein α -Teilchen bereits im Kern die beobachtbare Geschwindigkeit besitzt. Aus diesen Voraussetzungen ergibt sich eine Formel von ähnlichem Bau wie die Zerfallskonstantenreichweitenbeziehung, bei Berücksichtigung des Zusammenhangs zwischen α -Strahlenreichweite und -geschwindigkeit. Es werden die Bedingungen erörtert, unter welchen die empirische und die abgeleitete Formel identisch werden; auch wird der Fall betrachtet, daß bei Entfernung eines Teilchens die Bewegung der übrigen Teilchen im Kern keine Änderung erfährt.

SWINNE.

Frederick Soddy. The Relation between Uranium and Radium. Phil. Mag. (6) 38, 483—488, 1919. In Fortsetzung und Bestätigung der früheren Mitteilung des Verf. (zusammen mit Frl. A. F. R. Hitchins), Phil. Mag. 30, 209, 1915, werden mittels der gleichen Meßmethode zwei Reihen von Messungen über die Radiummenge mitgeteilt, welche 1919 in vier verschiedenen, zwischen 1905 bis 1909 gereinigten Uranpräparaten festgestellt wurden. In einer Tabelle sind die Meßergebnisse für die benutzten fünf Standardpräparate (meistens BaRaCl_2) mit 29,6 bis $370,5 \times 10^{-12}$ g Ra, sowie die vier Uranpräparate mit 43,2 bis 243×10^{-12} g Ra (bei einem etwa 7×10^{-12} g Ra entsprechenden natürlichen Abfall) zusammengestellt. Die tabellarisch und graphisch dargestellte Neubildung von Ra in den zwei größten Uranpräparaten (0,408 bzw. 3 kg) entspricht einem mit der zweiten Zeitpotenz stattfindenden Anstieg mit einer Periode gleich $237,5 \times 10^6$ Jahren, als dem Produkt der mittleren Lebensdauer von Ionium und Radium. Während dieser Wert wahrscheinlich innerhalb 5 Proz. genau ist, erreicht nach dem Verf. die Periode für Ra kaum diesen Genauigkeitsgrad. Wird für die mittlere Lebensdauer von Ra der etwas falsche Wert von 2375 Jahren eingesetzt, so beträgt derjenige von Ionium dann 100 000 Jahre. Durch weitere Verfolgung der Bildung von Ra in solchen Uranpräparaten dürfte die Periode von Io kaum mit größerer Genauigkeit bestimmt werden können.

SWINNE.

J. Joly and J. H. J. Poole. An attempt to determine if Common Lead could be separated into Isotopes by Centrifuging in the Liquid State. Phil. Mag. (6) 39, 372—375, 1920. Ausgangspunkt der Versuche ist die Tatsache, daß die Werte für das Atomgewicht und die Dichte von gewöhnlichem Blei zwischen denjenigen von Uranblei und Thorblei liegen. Stellt ersteres nun ein Gemenge der letzteren vor, deren Dichte sich um etwa 1 Proz. unterscheidet, so dürfte das geschmolzene gewöhnliche Blei durch Zentrifugieren in seine beiden Bestandteile etwas zerlegbar sein. Der Nachweis wäre durch Dichtebestimmungen des Bleies von dem Kopfe und dem Fuße der Zentrifugieröhre leicht zu führen. Die Versuche ergaben innerhalb der 0,003 Proz. betragenden Versuchsfehler übereinstimmende Dichtewerte für das bei 9000 Umdrehungen in der Minute in Stahlröhren, welche durch eine NiCr-Drahtwicklung geheizt wurden, ungefähr eine Stunde lang zentrifugierte Blei. Die Dichtebestimmungen wurden an

in einer eisernen Schablone geschmolzenen Bleikügelchen durch Wägung in Luft und in Methylenjodid ausgeführt. Das negative Versuchsergebnis steht mit den Berechnungen von Lindemann und Aston (diese Ber. 1, 24, 1920) in Übereinstimmung, wonach sich ein Dichteunterschied von allein 0,005 Proz. unter den benutzten Versuchsbedingungen zu ergeben hätte. SWINKE.

O. C. Lester. The Radioactive Properties of the Mineral Springs of Colorado. Sill. Journ. 46, 621—637, 1918. SCHEEL.

Karl Friedrich Betche. Über die magneto-optische Drehung in wässrigen Salzlösungen. 28 S. Diss. Rostock 1919. [S. 854.] LADENBURG.

J. J. Thomson. Positive rays. Engineering 109, 318—319, 1920. [S. 825.] BERNDT.

R. J. Strutt. A Study of the Line Spectrum of Sodium as Excited by Fluorescence. Proc. Roy. Soc. London (A) 96, 272—286, 1919. [S. 852.] LADENBURG.

J. Plotnikow. Über die photochemische Valenz und die Lichtempfindlichkeit der Körper. Mit einer Figur im Text. 36 S. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger Walter de Gruyter & Co., 1920. [S. 859.] v. HALBAN.

M. Born. Über die elektrische Natur der Kohäsionskräfte fester Körper. Ann. d. Phys. (4) 61, 87—106, 1920. Born und Landé haben (Verh. d. D. Phys. Ges. 20, 210, 1918) die Kompressibilität regulärer Kristalle aus der Gittertheorie berechnet und dabei gefunden, daß zwischen den Atomen der binären Halogensalze vom Typus NaCl eine mit der 10. Potenz der Entfernung abnehmende abstoßende Kraft angenommen werden muß. Die vorliegende Arbeit wiederholt die Berechnung der Kompressibilität κ und bringt darüber hinaus die Reststrahlungsfrequenz ω und die Elastizitätskonstante c_{11} mit dem Gitteraufbau in Zusammenhang. Die Grundannahme ist, daß die elektrostatische Einwirkung zweier Atome (bzw. Ionen) aufeinander aus einem Potential $\pm e^2 r^{-1} + br^{-n}$ ableitbar ist, bei dem das zweite Glied mit zunächst unbestimmtem Exponenten durch die Wechselwirkung der äußeren Elektronenschichten entsteht und das Zusammenfallen der sich mit der Coulombschen Kraft anziehenden entgegengesetzt geladenen Ionen verhindert. Durch Summation ergibt sich die potentielle Energie pro Zelle des Gitters, die im Gleichgewichtszustande (Spannungslosigkeit) ein Minimum sein muß (Elimination von b aus dem Potential) und deren Vermehrung bei der Veränderung der Gitterdimensionen die Kompressibilität κ zu berechnen gestattet. Diese drückt sich — übereinstimmend mit den früheren Rechnungen — durch Ionenladung e und Gitterkonstante δ so aus:

$$\kappa = \frac{9}{13,94 (n-1)} \frac{\delta^4}{e^2}.$$

Der Vergleich mit den Messungen von Richards und Jones gibt bei den neun Kombinationen von Na, K, Tl mit Cl, Br, J für n als Mittelwert 9,20, also nahezu den Exponenten 9, der bei Einwirkung zweier Würfelatome aufeinander auftritt.

Für die Reststrahlungsfrequenz ω bietet sich aus elementaren Betrachtungen die Formel

$$\omega^3 = \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \frac{e^3}{\delta^3} f(n)$$

(m_1 und m_2 die Ionenmassen). Der Faktor $f(n)$ enthält den Einfluß des Abstoßungsgesetzes und muß durch Summation von r^{-n} über die Ionen ermittelt werden. Die in Betracht kommenden Summen sind von Born für eine Reihe von Werten n berechnet worden. Die Wellenlänge λ der Reststrahlen wird in μ gemessen unter Ein-

führung der Atomgewichte μ_1 und μ_2 der Dichte ϱ und der Faradayschen Konstanten $F = 2,90 \cdot 10^{14}$ E. S. E.

$$\lambda = 13,0 \sqrt{\frac{\mu_1 \mu_2}{\varrho f(n)}}.$$

Für $n = 9$ ist $f(9) = 17,10$; die Formel liefert hiermit einen besseren Anschluß an die beobachteten Wellenlängen, als die auf dem Verlauf der optischen Dispersion beruhende Formel von Dehlinger.

Die elastische Konstante c_{11} ergibt sich zu $c_{11} = e^2 \bar{a}^{-4} f_1(n)$, wobei $f_1(9) = 28,26$. Zudem sollte für alle Salze $\kappa_{c_{11}} = 2,28$ sein. Die einzigen beiden vorhandenen Beobachtungen sind nicht genau und geben hierfür den Wert 1,92 bzw. 1,84 bei NaCl bzw. KCl.

Der Wert $n = 9$ ist der Mittelwert des Exponenten für die ganze Gruppe von Kristallen, und es wäre denkbar, einen besseren Anschluß an die Beobachtungen zu gewinnen, wenn man die Exponenten so wählt, daß die Kompressibilität genau richtig wird. Doch lassen sich dadurch nur entweder die Reststrahlungsfrequenz oder die elastischen Werte verbessern. Die Theorie gibt offenbar so viel, wie sich mit dem einfachen Kraftgesetz erreichen läßt, muß aber für manche Eigenschaften versagen; dies erkennt man z. B. daran, daß die in dem Kraftgesetz ausgedrückte Atomsymmetrie zusammen mit der Symmetrie des Ionengitters die Erfüllung der Cauchy'schen Relation $c_{12} = c_{44}$ verlangt, die bei NaCl, nicht aber bei KCl erfüllt ist. Nur die Berücksichtigung der Tatsache, daß die Ionen selbst ausgedehnte Gebilde sind, d. h. daß ihr Kraftgesetz außer von der Entfernung auch von ihrer gegenseitigen Orientierung abhängt, kann hierüber hinweghelfen (Drehungen und Deformationen der Atome). EWALD.

Richard Gans und Ricardo Calatroni. Die Form ultramikroskopischer Platinteilchen. Ann. d. Phys. (4) 61, 465—470, 1920. Bestätigung der Ergebnisse von Diesselhorst und Freundlich (Phys. ZS. 17, 117, 1916), die nach ihrer Schlierenmethode feststellen konnten, daß die nach der Bredig'schen Zerstäubungsmethode hergestellten Platinsole aus kugeligen Amikronen bestehen. Die Verff. haben zum Unterschied das Material auf rein chemischem Wege nach Paal (Paal und Amberger, Chem. Ber. 37, I, 124, 1904) hergestellt und nach dem von Gans (Ann. d. Phys. 47, 280, 1915) beschriebenen modifizierten Bechhold'schen Verfahren ultrafiltriert. Die Kugelgestalt wurde nach einer von Gans gegebenen Theorie (Ann. d. Phys. 37, 886, 1912) aus der Absorption des Lichtes erschlossen, deren Dispersion für Stäbchen und Scheibchen einen ganz anderen Verlauf wie für Kugeln zeigt. SIEDENTOPF.

Arthur P. Honess. On the Etching Figures of Beryl. Sill. Journ. (4) 43, 223—236, 1917. Es werden die Ätzfiguren beschrieben, die bei Beryllkristallen verschiedener Herkunft durch Behandlung mit NaOH und KOH, sowie einem Gemisch beider auf den verschiedenen Flächen erhalten werden, wenn diese Lösungsmittel in geschmolzenem Zustande 15 Sekunden einwirken (beim Gemisch nur sechs Sekunden). Die mit KOH erhaltenen Ätzfiguren zeigen den holodrischen Charakter des Berylls. Auch die natürlichen Ätzungen sind ein Ausdruck für die Struktur des Kristalls. SCHULZ.

K. Taji. Metallographical study on galvanised steel. Engineering 109, 327—329, 1920. Es wird zunächst das von Vegesack (ZS. f. anorg. Chem. 52, 30, 1907) gegebene Zustandsdiagramm der Eisen-Zink-Legierungen besprochen. Die Untersuchungen der Verzinkung erfolgten an sauber gereinigten Flußeisenstücken, welche durch Eintauchen bei 650° verzinkt wurden. An diesen sind deutlich drei Schichten zu unterscheiden; unmittelbar am Eisen liegt eine sehr harte und spröde Schicht, deren Kristalle senkrecht zur Eisenoberfläche stehen, und welche anscheinend etwa 5 Proz. Eisen

enthält; sie besteht aus *m*- und *n*-Kristallen, wobei die letzteren vorwiegen. Da die Richtung der leichtesten Spaltbarkeit auch senkrecht zur Eisenfläche verläuft, ist diese Schicht wenig widerstandsfähig gegen Stoß und Schubspannungen. Die zweite Schicht mit körniger Struktur enthält weniger (etwa 2 Proz.) Eisen und ist auch so hart und spröde wie die erste. Sie besteht hauptsächlich aus *m*-, weniger aus *n*-Kristallen und geht allmählich in die dritte Schicht aus reinem Zink von feinkörniger Struktur über. Bei 30 Minuten Eintauchdauer in das Zinkbad bilden sich noch keine vollkommenen Schichten und es werden weniger als 3 Proz. Eisen aufgenommen, so daß sich *m*-Kristalle nur unmittelbar an der Oberfläche des Eisens bilden. Nach 45 Minuten hat sich die typische Struktur ausgebildet; die erste Schicht ist dann so spröde, daß sie oft schon beim Polieren zerbricht. Bei 60 Minuten Dauer werden die Schichten dicker und wandert Zink infolge seines entkohlenden Einflusses in das Eisen hinein. Bei verzinkten Drähten beobachtet man aus demselben Grunde Ferritkristalle an der Oberfläche. Die Zerreiß- und die Torsionsfestigkeit war bei einem vor dem Ziehen feuerverzinkten Drahte wider Erwarten etwas kleiner als bei einem nach dem Ziehprozeß verzinkten, was durch die längere Eintauchdauer bei dem ersteren erklärt wird. Gegenüber einem unverzinkten Drahte war die Bruchfestigkeit eines verzinkten um 4 Proz., die Streckgrenze um 12 Proz. gesunken, während die Dehnung sich praktisch nicht geändert hatte.

BERNDT.

M. Rudeloff. Untersuchung eines abgelegten Drahtseiles mit Drahtbrüchen im Innern. Mitt. Materialprüfungsamt **37**, 303—322, 1919. [S. 795.]

BERNDT.

Georges Charpy. Sur les microretassures des lingots d'acier. C. R. **170**, 306—311, 1920. [S. 794.]

BERNDT.

C. V. Kent. The optical constants of liquid alloys. Phys. Rev. (2) **14**, 459—489, 1919. [S. 841.]

ERFLE.

G. Berndt. Über den Einfluß der Spannung auf die Eigenschaften des optischen Glases. ZS. f. Instrkde. **40**, 20—27, 37—42, 56—61, 70—75, 1920. [S. 797.]

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

R. Keller. Neue Versuche über mikroskopischen Elektrizitätsnachweis. VI u. 120 S. mit einer Tafel. Wien 1920.

SCHEEL.

Walter P. White. Note on a Universal Switch for Delicate Potential Measurements. Sill. Journ. **46**, 610—612, 1918. Verf. gibt zwei Verbesserungen an dem früher beschriebenen Schalter für Thermoelemente (Sill. Journ. **41**, 307, 1916) an; diese bestehen darin, daß jetzt alle Kontakte unter gelinder Reibung gebildet werden (wodurch die sonst häufig erforderliche Reinigung der Kontaktflächen vermieden wird), und daß ferner die Isolation der Thermoelementdrähte gegen die Holzstücke nicht mehr durch Celluloid, sondern durch dünne Bakelitstreifen erfolgt.

BERNDT.

Albert Baldit. Sur l'effet produit par l'électricité de la pluie sur un fil isolé. C. R. **169**, 910—912, 1919. Die Regentropfen sind mit beträchtlichen Elektrizitätsmengen beladen, die mehr als 40 elektrostatische Einheiten pro Kubikzentimeter Niederschlag betragen können. Der Verf. hat sich die Frage vorgelegt, ob diese Ladungen Stö-

ungen an den Luftleitungen hervorbringen und zum Teil wenigstens die Unregelmäßigkeiten hervorrufen können, die vielfach ohne ersichtlichen Grund in der Spannung und der Stärke des die Leitungen durchfließenden Stromes beobachtet worden sind. Zu diesem Zwecke wurde das Verhalten untersucht, welches Regen, Schnee usw. auf einen isolierten, an einen Teil einer elektrischen Leitung angeschlossenen Draht ausüben. Ein 100 m langer Kupferdraht, der 8 m oberhalb des Erdbodens horizontal ausgespannt war, wurde an beiden Enden sorgfältig isoliert. Das eine Ende des Drahtes war mit einem Elektroskop verbunden, mittels dessen man Potentialdifferenzen bis 900 Volt messen konnte. Ein Bohnenbergersches Elektroskop zeigte das Vorzeichen der elektrischen Ladung an. Die Messung der Elektrizitätsmenge wurde, wie bei den früheren Untersuchungen des Verf., mittels eines Quadrantenelktrometers mit direkter Ablesung ausgeführt. Auch die Stärke des Erdfeldes konnte (bei ausgeschaltetem Draht) mittels der Elektroskope gemessen werden. Folgende Ergebnisse wurden erhalten. Die elektrische Ladung, welche der Draht annimmt, ist bald von dem gleichen, bald von dem entgegengesetzten Vorzeichen wie diejenige des Regens; indes war der letztere Fall (mit 68 Proz.) der vorherrschende. Das Vorzeichen der elektrischen Ladung des Drahtes kann sich ändern, ohne daß gleichzeitig dasjenige des Regens eine Änderung erfährt; häufig jedoch geht der Änderung des Vorzeichens der Ladung des Regens eine solche der Polarität des Regens voraus oder begleitet sie. Die Ladung des Drahtes oder sein Potential sind um so größer, je stärker elektrisiert der Regen ist. Gewittergüsse bringen Ströme von der Größenordnung $10-13$ Amp. pro Quadratzentimeter hervor; das Potential des Drahtes übersteigt oft 1000 Volt und man kann nicht selten Funken von 2 bis 3 mm Länge zwischen dem Ende des Drahtes und einer geerdeten Platte erhalten. Mißt man in regelmäßigen Zwischenräumen das Erdfeld, so ist dessen Vorzeichen in den meisten Fällen dasselbe wie dasjenige der Ladung des Drahtes, und seine Größe ist annähernd diejenige, die man aus dem Potential des Drahtes ableiten kann. Aus diesen ersten Beobachtungen ist somit zu schließen, daß ein den atmosphärischen Niederschlägen ausgesetzter isolierter Draht sich wie ein Gleichrichter des Potentials verhält, und daß die an den Leitungen während der Gewittergüsse beobachteten Störungen eher von dem Erdfeld herrühren, welches in diesem Falle beträchtliche Werte erreicht, als von den elektrischen Ladungen, die der Draht durch den Regen erhält.

BÖTTGER.

I. Zwaardemaker und F. Hogewind. On Spray-Electricity and Waterfall-Electricity. Proc. Amsterdam 22, 429—437, 1920. Wasserstaub- und Wasserfallelektrizität sind zwar verwandt, aber nicht identisch. Die erstere entsteht, wenn Wassertropfen durch die Luft fein zerteilt werden; die letztere, wenn bereits vorhandene Wassertropfen auf die Grenzfläche zwischen der Luft und einem festen Körper auftreffen. Eine hat die Elektrisierung von Wasserstaubnebeln an der Stelle, wo sie sich bilden, zur Folge; diese entsteht erst, wenn das Wasser die Erdoberfläche erreicht. In beiden Fällen entstehen jedoch kleine und große, entgegengesetzt geladene Tropfen, und die Luft ist auf weitere Entfernungen mit den nach allen Richtungen fortgetriebenen Tröpfchen beladen. Beim Zerstäuben des Wassers folgen die großen Tropfen ihrer ursprünglichen Bewegungsrichtung, bis sie auf irgend ein Hindernis auftreffen, sind aber lange vorher elektrisch geladen; bei der Wasserfallelektrizität bilden sich die großen und die kleinen Tropfen erst in dem Augenblick, in dem sie sich beim Auftreffen auf die Grenzfläche elektrisch laden. Erhöhung von Druck und Temperatur bewirkt eine wesentliche Verstärkung beider Elektrizitäten. Ebenso ist der Abstand der als Bewegungshindernis dienenden Scheibe von Einfluß: bei der Wasserstaub-

elektrizität existiert ein Optimum und ein kritischer Wert des Abstandes der Scheibe, bei der Wasserfallelektrizität nimmt die Elektrizitätsmenge nach Lenard (Wied. Ann. 46, 584, 1892) mit dem Abstand der Scheibe zu. Auf die Menge der erzeugten Elektrizität sind in beiden Fällen die Natur des flüssigen Mediums (außer dem Wasser kann zur Erzeugung von Staubelektrizität auch Paraffinöl, zur Erzeugung von Wasserfallelektrizität auch Quecksilber dienen), sowie geringe Zusätze zu ihm von Einfluß: die Staubelektrizität wird durch Stoffe, welche die Oberflächenspannung erniedrigen und außerdem flüchtig sind, bis zu Werten vermehrt, die von der Wasserfallelektrizität nicht entfernt erreicht werden. Vollkommen reines Wasser liefert keine durch ein Elektroskop (außer in Gegenwart eines elektrischen Feldes) nachweisbare Elektrizitätsmenge. Sind dagegen Spuren von Riechstoffen vorhanden, so entstehen so reichliche Mengen, daß ihr Entstehen zum Nachweis geringer Mengen von Riechstoffen dienen kann, die durch den Geruchssinn nicht wahrnehmbar sind. Reines Wasser wird dagegen beim Auftreffen auf die Grenzfläche sogleich positiv elektrisch, und kleine Mengen von riechenden, schmeckenden oder kolloidalen Stoffen beeinflussen die elektrische Ladung des Wassers sehr erheblich, indem sie diese bald vermehren, bald vermindern. Die Verff. haben den Einfluß des Zusatzes geringer Mengen von Stoffen bekannter chemischer Natur auf die beiden Arten von Elektrizität untersucht und sich dabei des von Lenard (l. c. und Ann. d. Phys. 47, 1915) konstruierten Apparates bedient. Als Medium diente Utrechter Wasserleitungswasser, welches nur wenig Salze gelöst enthält. Riechstoffe beeinflussen die Wasserfallelektrizität nicht sämtlich in gleicher Weise; die meisten von ihnen verstärken die positive Ladung des Wassers, andere sind ohne Wirkung; einige wenige (Bornylacetat und Campher) vermindern die Ladung und bewirken sogar eine Umkehrung ihres Vorzeichens. Eine scharfe Grenzlinie zwischen beiden Arten von Stoffen läßt sich zurzeit nicht ziehen. Daß Wasserfall- und Wasserstaubelektrizität nicht identisch sind, beweist das Verhalten von Indol, welches die erstere vergrößert, auf die letztere dagegen fast ohne Wirkung ist, während Thymol die umgekehrte Wirkung ausübt. Frisch destilliertes Wasser erhöht die Wasserfallelektrizität sehr stark, ist aber nahezu ohne Einfluß auf die Staubelektrizität. Riechstoffe, die zu den Säuren gehören, vermindern, wie alle anderen Säuren, die Ladung des Wassers, ebenso wirken Stoffe, von denen sich, wie vom Äthylalkohol, höher konzentrierte Lösungen herstellen lassen. Was die Geschmacksstoffe anbetrifft, so wirken alle süß schmeckenden Stoffe (wiewohl erst in stärkeren Konzentrationen als die Riechstoffe) mehr oder weniger verstärkend, alle Salze und Säuren vermindern auf die Wasserfallelektrizität. Ebenso wirken auch die Bitterstoffe, soweit sie Elektrolyte sind, während diejenigen kolloidaler Natur (wie alle Kolloide) die positive Ladung des Wassers verstärken. Ordnet man die Salze nach der Stärke ihrer Wirkung, so erhält man ebenso wie bei der Staubelektrizität für die Anionen die lyotrope Reihenfolge; nur die Acetatgruppe nimmt einen zu tiefen Platz ein. Die anderen untersuchten Stoffe (Äsculin, Saponin, Digitalin, Pyramidon, Antipyrin, Coffein, Theophylin, salzsaures Morphin) erhöhen, ebenso wie anscheinend alle Kolloide, die positive Ladung. Temperaturerhöhung von 8° auf 38° bewirkt eine Erhöhung der positiven Ladung auf das zweieinhalbfache. Hervorzuheben ist die Wirkung des Zusatzes von Salzlösungen. Alkohol, der für sich die positive Ladung des Wassers vergrößert, verliert diese Fähigkeit beim Zusatz von Kochsalz teilweise, und vollständig bei Gegenwart einer konzentrierten Salzlösung. Ebenso wird die negative Wirkung des Camphers durch Zusatz von Kochsalz erhöht. Sieht man die Wasserstaub- und die Wasserfallelektrizität als eine Art Reibungselektrizität an, die dadurch entsteht, daß bei der Reibung der Flüssigkeit mit der Luft oder mit der Oberfläche eines festen oder flüssigen Körpers Elektronen in Freiheit

gesetzt werden, die sich in der umgebenden Luft zerstreuen, so müßte die Flüssigkeit stets positiv geladen werden, was vielfach nicht der Fall ist. Die Verff. sind deshalb der Ansicht, daß es sich um einen verwickelteren Vorgang handelt, bei dem größere Korpuskeln als Träger der elektrischen Ladung entstehen. Die von Lenard (1915) aufgestellte Theorie vermag die meisten der von den Verff. in bezug auf die Wasser-allelektrizität beobachteten Tatsachen zu erklären. Nicht im Einklang mit ihr ist die Zunahme der Ladung mit der Temperaturerhöhung, die Verringerung der Ladung durch Zusatz von Campher und Bornylacetat, sowie ihre Vermehrung durch süßschmeckende und kolloidale Stoffe. Die früher (Verslagen K. A. v. Wetensch. Deel 19, Nr. 1 u. 2) über die Wasserstaubelektrizität gewonnenen Ergebnisse sind mittels dieser Theorie leichter zu erklären. BÖTTGER.

Otto Grotrian. Beiträge zur geometrischen Verzeichnung von Niveauflächen. Phys. ZS. 21, 145—148, 1920. [S. 789.] SCHWERDT.

N. C. Krishnaiyar. On the maintenance of vibrations of wires by electrical heating. Phys. Rev. (2) 14, 490—496, 1919. Die Abhandlung gibt eine experimentelle Nachprüfung der Theorie von Schwingungen, die durch periodische Kräfte der doppelten Frequenz hervorgerufen werden. Ein horizontaler, durch ein Gewicht gespannter Neusilberdraht wird seiner Länge nach von Wechselstrom der Frequenz n durchflossen; dabei gerät der Draht in Transversalschwingungen von derselben Frequenz n . Als erregende Kraft kommt bei Ausschluß von Magnetfeldern u. dgl. nur die mit der doppelten Frequenz $2n$ pulsierende Joulesche Erwärmung des Drahtes in Betracht. Die Frequenz n wurde konstant gehalten, und es wurde entweder durch Änderung der Länge des Drahtes oder seiner Spannung seine Eigenfrequenz über den Resonanzpunkt hinweg bewegt. In beiden Versuchsreihen zeigt sich mit abnehmender Eigenfrequenz des Drahtes eine stetige Zunahme der Amplitude, ein Resonanzmaximum tritt nicht auf; der Kurvenzug bleibt in der Resonanznähe völlig ungestört. Mit der Theorie, die in kurzen Zügen analytisch dargestellt ist, ist dies Ergebnis in Übereinstimmung.

Ferner soll nach der Theorie die Phase im Gegensatz zu normalen Schwingungsvorgängen im Resonanzpunkt unverändert bleiben. Diese Folgerung wird mit Hilfe Lissajouscher Figuren nachgeprüft und hinreichend bestätigt; gewisse Abweichungen werden dadurch erklärt, daß die Phase der Erwärmung mit zunehmender Amplitude infolge des größeren Wärmeverlustes eine andere wird. BOEDEKER.

H. Haga und F. Zernike. Über thermoelektrische Ströme in Quecksilber. Ann. d. Phys. (4) 61, 753—760, 1920. Siehe diese Ber. 1, 93, 1920. HOFFMANN.

Arthur Korn. Über die Verwendung der Lichtempfindlichkeit des Selen für die Photometrie und die Bildtelegraphie. Dingers Polyt. Journ. 335, 85—86, 1920. [S. 854.] MÜLLER.

C. V. Kent. The optical constants of liquid alloys. Phys. Rev. (2) 14, 459—489, 1919. [S. 841.] ERFLE.

Georges Heym. Contribution à l'étude du nombre de transport d'ions de l'iodure de cadmium. Ann. de phys. (9) 12, 443—455, 1919. Zur Messung der Überföhrungszahl des Jodions in Jodcadmiumlösungen verschiedener Konzentration diente eine H-förmige Röhre von 320 ccm Inhalt, deren Schenkel am unteren Ende mit je einem Hahn versehen waren, um aus dem Anoden- und Kathodenraum Flüssigkeitsmengen behufs Ermittlung des Gehaltes von J^- -Ion (durch Fällen mit Silbernitrat) entnehmen zu

können. Als Elektroden dienten zwei amalgamierte, mit zahlreichen Löchern versehene kreisrunde Cadmiumscheiben von etwa 3 cm Durchmesser, denen der Strom mittels eines angelöteten und in eine Glasröhre eingeschlossenen Kupferdrahtes zugeführt wurde. Die Glasröhren waren in Ebonitpfropfen befestigt, welche die Schenkel der Röhre verschlossen. Zur Messung der bei den Versuchen durch den Apparat gesandten Elektrizitätsmenge diente ein Milliampereometer und eine Sekundenuhr. Die Zersetzungszelle war während des Versuches gegen Wärmeaustausch mit der Umgebung geschützt. Aus der an der Anode eintretenden Konzentrationszunahme des Jodions wurde in bekannter Weise dessen Überföhrungszahl berechnet. Folgende Werte wurden erhalten:

Ursprüngliche Konzentration: 0,0645 (12,8°) 0,0560 (13,7°) 0,04233 (14,1°) 0,03008 (13,5°)

Überföhrungszahl des Jodions: $0,99 \pm 0,05$ $0,98 \pm 0,05$ $0,95 \pm 0,05$ $0,93 \pm 0,05$

Ursprüngliche Konzentration: 0,02582 (14,2°) 0,02139 (13°) 0,01234 (13,6°) 0,00704 (14,2°)

Überföhrungszahl des Jodions: $0,85 \pm 0,04$ $0,79 \pm 0,04$ $0,76 \pm 0,04$ $0,68 \pm 0,04$

Die eingeklammerten Zahlen geben die Versuchstemperatur an. Als ursprüngliche Konzentration ist die auf 1 g Wasser entfallende Jodmenge bezeichnet. Die Versuche bestätigen das bereits von anderen Forschern erhaltene Ergebnis, daß die Überföhrungszahl des Jodions in den Lösungen von Cadmiumjodid zwischen den Werten 0,55 und 1 schwankt.

BÖTTGER.

W. J. Harrison. The distribution of Electric Force between two Electrodes, one of which is covered with Radioactive Matter. Proc. Cambr. Phil. Soc. **19**, 255—258, 1919. Es wird die Verteilung der elektrischen Kraft zwischen zwei unendlich angenommenen ebenen Platten berechnet, von welchen eine gleichmäßig mit einem α -Strahler der Reichweite R bedeckt ist. Voraussetzung ist, daß die auf ein α -Teilchen zurückgehende Ionisierung pro Längeneinheit seiner Bahn seiner Geschwindigkeit umgekehrt proportional ist (nach Rutherford). Der volle Ionisierungsbetrag q für einen im Abstände x von der α -strahlenden Elektrode befindlichen Punkt beträgt $q = q_0 \log R/x$ ($x < R$). Für den Fall des Sättigungsstromes lassen sich die im Anschluß an J. J. Thomson aufgestellten Differentialgleichungen für die Verteilung der elektrischen Kraft X einfach integrieren, da in diesem Falle keine Ionenwiedervereinigung statthat; dabei sind die zwei Fälle zu unterscheiden:

$$1. \quad 0 < x < R; \quad X^2 = K \left[\frac{1}{2} x^2 \log \frac{R}{x} + \frac{3}{4} x^2 - \frac{k_1}{k_1 + k_2} R x + D R^2 \right]$$

$$2. \quad x > R; \quad X^2 = K \left[\frac{k_2}{k_1 + k_2} R x + R^2 \left(D - \frac{1}{4} \right) \right].$$

Hierbei bedeuten $K = 8\pi e q_0 (1/k_0 + 1/k_2)$, e die Ionenladung, k_1 und k_2 die Ionenbeweglichkeiten; D wird durch die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden bestimmt. Tabellarisch und graphisch wird die Verteilung von X für folgende Fälle gegeben: $D = 0,1, 0,5, 1,0$ $k_1 = 1,25$ k_2 , $k_1 = k_2$; $1,25$ $k_1 = k_2$ und die Plattenabstände $R, 2R$ und $3R$.

SWINNE.

G. A. Hemsalech. Sur l'émission aux températures hautes de particules positives lumineuses par les métaux alcalins. C. R. **170**, 44—47, 1920. Berichtigung S. 416. Im Anschluß an frühere Versuche beschreibt Verf. zunächst verschiedene Beobachtungen an Carborund. Dieses befand sich auf einer elektrisch geheizten Graphitplatte. Die bei Anwendung eines elektrischen und magnetischen, durch den Heizstrom hervorgerufenen Feldes entstehenden leuchtenden Bahnen werden diskutiert. Verf. gelangt zu der Ansicht, daß die Teilchen, welche das Leuchten verursachen, positive Ionen

ind. Bei einer bestimmten Temperatur wächst die Ausdehnung der leuchtenden Bahnen mit dem Atomgewicht. Verf. bestimmte für verschiedene Elemente die kritische Temperatur, bei der die Emission der positiven Partikelchen durch Ablenkung mittels eines magnetischen Feldes von 590 CGS-Einheiten kenntlich wird (vgl. folgende Notiz). Die Meßresultate sind:

Element	Atomgewicht	Krit. Temperatur ° C
Lithium	7	2700
Natrium	23	2550
Kalium	39	2300
Rubidium	85	2200
Cäsium	133	1900

d. h. die kritische Temperatur fällt mit steigendem Atomgewicht. Zum Schluß bespricht Verf. zwei mögliche Erklärungen für die Entstehung der Emission. JAEGER.

A. de Gramont. Observation sur la précédente Communication de M. G. Hemsalech. C. R. 170, 47, 1920. Die Temperaturen in der vorhergehenden Untersuchung wurden mit einem monochromatischen optischen Pyrometer nach Wanner bestimmt. Über 2500° C hinaus wurde extrapoliert. Bei 2700° C ist der mögliche Fehler $\pm 50^\circ$ C. Die übrigen Zahlen sind das Mittel aus vielen Messungen. JAEGER.

F. R. Merton. An Experiment relating to Atomic Orientation. Phil. Mag. (6) 38, 463—464, 1919. [S. 816.] GLOCKER.

J. Thomson. Positive rays. Engineering 109, 318—319, 1920. Behandelt im wesentlichen die Technik der Beobachtungen bei der Kanalstrahlenanalyse. Da die Photographien dünne Schichten mit großem Silbergehalt erfordern, sind am besten Schumannplatten oder „Paget-Prozeß“-Platten, welche letztere schärfere und daher besser auszumessende Bilder geben. Die Aufnahmen zeigen zum Teil eine sehr feine Linie, welche einem Element mit dem Atomgewicht $3\frac{1}{2}$ entspricht. Es wird dann die Methode der gekreuzten magnetischen und elektrischen Felder, der Nachweis der Umlagerungen durch zwei hintereinander angeordnete Magnetfelder und der Einfluß eines zu hohen Gasdruckes in dem Beobachtungsraum der Röhre besprochen. BERNDT.

F. Voltz und F. Zacher. Die Entwicklungsgeschichte der modernen Röntgenröhren. Fortschritte a. d. Geb. d. Röntgenstr. 27, 83—98, 1920. An Hand zahlreicher Figuren werden die verschiedenen Ausführungsformen der Röntgenröhren (einschließlich der sogenannten Elektronenröhren) besprochen unter besonderer Berücksichtigung der für bestimmte medizinische Zwecke ersonnenen Konstruktionen. Im Hinblick auf die wissenschaftliche Verwertung des in der vorliegenden Arbeit gesammelten, sehr umfangreichen Materials wäre die Angabe der Literaturquellen sehr erwünscht gewesen. GLOCKER.

F. E. Lilienfeld. Einige Bemerkungen zu den Brennfleckstudien der Herren Hans R. Schinz und Ingenieur E. Schwarz. Fortschritte a. d. Geb. der Röntgenstr. 27, 151—158, 1920. Der Verf. wendet sich gegen einige von Schinz und Schwarz aus ihren Lochkameraaufnahmen der Brennflecke verschiedener Röntgenröhren gezogenen Schlüsse (Dichte und Homogenität der Brennfleckbelegung der Lilienfeldröhre, Verhältnis der Intensität der Stielröntgenstrahlen bei Lilienfeldröhre bzw. Coolidge röhre).

Insbesondere weist der Verf. nach, daß seine frühere Behauptung, daß die Brennflecklegung der Lilienfeldröhre homogener sei als diejenige anderer Hochvakuumröhren, durch die Versuche von Schinz und Schwarz nicht widerlegt worden sei. GLOCKER.

K. Fajans. Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. 2. Aufl. Mit 9 Abbildungen und 10 Tabellen. VIII und 115 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1920 (Sammlung Vieweg, Heft 45). [S. 816.] SCHEEL.

Héctor Isnardi und Richard Gans. Die magnetische Suszeptibilität von Antimon und Wismut; ein Beitrag zur Kenntnis der Form der Magnetonen. Ann. d. Phys. (4) **61**, 585—590, 1920. Nach einer früheren theoretischen Untersuchung von Gans (vgl. Fortschr. d. Phys. **72** [2], 116, 1916) soll die spezifische Suszeptibilität diamagnetischer Substanzen nur dann von der Feldstärke unabhängig sein, wenn alle drei Trägheitsmomente der Magnetonen einander gleich sind, andernfalls ergibt sich für die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke eine Kurve, die eine gewisse Ähnlichkeit mit den von Honda und von Owen namentlich für Sb und Bi gefundenen Kurven hat. Zur Klärung der Verhältnisse wiederholen die Verff. die letzteren sorgfältig an mehreren aus verschiedenen Quellen bezogenen Proben nach der Weißschen Methode unter Zugrundelegung der von Weiß und Piccard für Wasser ermittelten Werte, finden aber innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler für alle Werte von Φ bis herauf zu 13000 Gauß eine konstante Suszeptibilität. Sie schließen hieraus, daß die Hauptträgheitsmomente eines Magnetons zunächst bei Bi und Sb, sodann aber auch bei den übrigen Elementen einander gleich sind, und ferner, daß die von Honda und von Owen beobachtete Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke auf Meßfehler und teilweise vielleicht auf Verunreinigungen durch Eisen zurückzuführen ist. GÜMLICH.

Kôtarô Honda and Junzô Ôkubo. On a Theory of Hysteresis-loss by Magnetisation. Science Reports of the Tôhoku Imp. University **6**, 183—195, 1917. Auf Grund der von Ewing herrührenden, von den Verff. mathematisch durchgearbeiteten Molekulartheorie des Magnetismus, über welche bereits berichtet wurde (vgl. Fortschr. d. Phys. **73** [2], 70—71, 1917), behandeln die Verff. speziell noch die Erscheinungen der Hysterese, indem sie annehmen, daß die hierdurch verursachten Verluste der als Wärme auftretenden kinetischen Energie der Moleküle beim Umlappen, also bei den irreversiblen, die Hystereseerscheinungen bedingenden magnetischen Vorgängen, entsprechen. Es gelingt ihnen tatsächlich, nicht nur das Gesetz von Warburg molekulartheoretisch abzuleiten, nach welchem der Energieverbrauch bei der zyklischen Ummagnetisierung proportional dem Flächeninhalt der Hystereseschleife ist, sondern auch die Abhängigkeit des Hystereseverlustes von der Feldstärke sowohl bei der gewöhnlichen Wechselmagnetisierung als auch bei der drehenden Magnetisierung. Bei letzterer finden sie in Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen von Bailey, Beattie und Clinker, daß der Hystereseverlust mit wachsender Feldstärke zunächst zunimmt, dann aber nach Überschreiten eines Maximums wieder bis auf Null sinkt.

Da die Rechnungen der Verff. sämtlich mit schwer zu übersehenden „reduzierten“ Werten durchgeführt sind, welche den Vorteil haben, daß sie von den jeweiligen Eigenschaften der Probe unabhängig sind und für die ferromagnetischen Materialien überhaupt Gültigkeit haben, läßt sich ein zahlenmäßiger Vergleich zwischen den Ergebnissen der Rechnung und der Beobachtung ohne weiteres nicht ziehen, ist auch von den Verff. leider nicht versucht worden.

Zum Schluß führen die Verff. ihre Rechnungen auch noch für den Magnetit durch; es gelingt ihnen, auch hier theoretisch die hauptsächlichsten Ergebnisse von Quittner

und anderen über den Hystereseverlust in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierungsrichtung zur Achsenrichtung abzuleiten. GÜMLICH.

G. C. Trabacchi. La relazione fra l'effetto Corbino e l'effetto Hall al variare del campo magnetico e della temperatura. *Lincei Rend.* (5) 28 [2], 276—281, 1919. Aus der Theorie folgt, daß der Rotationskoeffizient R des Halleffektes mit dem Koeffizienten E des mit ihm nahe verwandten Corbinoeffektes (Drehung der Stromlinien im transversalen Magnetfeld) und der Leitfähigkeit c für jedes Metall in der Beziehung steht: $E = R \cdot c$. Diese Beziehung soll von der Temperatur und dem Magnetfeld unabhängig sein. Verf. gibt die von ihm zur Prüfung dieser Konstanz angestellten Versuche wieder, die er an Wismut anstellte. Der Halleffekt wurde an einer Wismutplatte in der bekannten Weise gemessen, und zwar bei $+20^\circ$ und -70° . Für den Corbinoeffekt diente eine in der Abhandlung ausführlich beschriebene Anordnung: eine kreisrunde Wismutscheibe wird von Strom radial durchflossen; wird sie in ein transversales Magnetfeld gebracht, so werden die Stromlinien aus ihrer radialen Richtung abgelenkt, was eine elektromagnetische Induktion auf eine ringförmig um die Wismutscheibe angebrachte Spule zur Folge hat; aus der induzierten Spannung ist E berechenbar; c wird nach bekannten Methoden bestimmt; beide Messungen erfolgen bei den oben angegebenen Temperaturen. Die Versuchsergebnisse zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie; die bis etwa 20 Proz. betragenden Abweichungen werden durch die Schwierigkeit in der Messung des Corbinoeffektes erklärt. BOEDEKER.

Karl Schäfer. Untersuchungen über Selbstinduktion und Kapazität von Drahtspulen. 56 S. Diss. Freiberg i. Br. 1913. Die zu untersuchenden Spulen werden das eine Mal in den Spannungsknoten, das andere Mal in den Spannungsbruch der an einem Paralleldrahtsystem erzeugten elektrischen Wellen geschaltet. Für beide Schaltungen wird nach der Resonanzmethode die Eigenschwingungsdauer des Systems gemessen, durch eine Kombination der beiden Meßergebnisse kann die Selbstinduktion und die Kapazität für die Längeneinheit der Spulen berechnet werden. Dabei werden die Versuchsbedingungen derartig gewählt, daß eine störende Rückwirkung des Paralleldrahtsystems auf den Erreger vermieden wird.

Die Kopplungswellen, die durch etwaige überstehende Drahtenden verursacht werden, lassen sich durch Überlegen einer Hilfsbrücke nahe dem Ende der Drähte vermeiden. Die aus den Versuchen erhaltenen Meßergebnisse für die Selbstinduktionswerte stimmen mit den von Stefan und von Strasser angegebenen Formeln im wesentlichen überein, während die Kapazitätswerte sich den Formeln von Drude und Lenz nicht anpassen. Die Kapazität wächst annähernd proportional mit dem Spulenradius, weniger stark mit der Enge der Windungen, sie ist bei im Vergleich zum Durchmesser langen Spulen nur wenig abhängig von der Spulenlänge, nimmt aber bei dickeren Spulen mit der Länge ab. Der Einfluß der Drahtdicke auf die Kapazität ist gering. GEHNE.

Ramón G. Loyarte. El amortiguamiento en osciladores lineales. *Contr. Estud. de las Ciencias* (La Plata), Ser. mat.-fis. 2, 333—354, 1919. Der Verf. untersucht die Strahlungsdekremente von linearen Hertzschen Erregern, die von M. Abraham errechnet und schon von vielen Physikern gemessen wurden. Er weist darauf hin, daß oft Resultate für die Gesamtdekremente gefunden wurden, die weit unter den von Abraham errechneten Strahlungsdekrementen liegen. Bisher wurde die Annahme gemacht, daß infolge Reflexion an den Zimmerwänden die ausgestrahlte Energie zu dem Oszillator zurückkehrt und so das Strahlungsdekrement verringert.

Der Verf. prüft letztere Annahme, indem er die Oszillatoren in Metalltrommeln einschließt und die Dekremente mit den ohne Metalltrommeln gemessenen (sehr kleine

Welle von $\lambda = 28$ cm in einem großen Zimmer) vergleicht. Er findet infolge der Rückstrahlung bei eingeschlossenem Oszillator zwar eine Intensitätserhöhung, jedoch keine Änderung des Dekrements, und er schließt daraus, daß die Abrahamsche

Dekrementsformel $\delta_E = \frac{2,44}{2 \log \text{nat } \frac{l}{r}}$ nicht zutreffend ist. SCHWARZHAUPT.

J. Wallot. Der senkrechte Durchgang elektromagnetischer Wellen durch eine Schicht räumlich veränderlicher Dielektrizitätskonstante. Ann. d. Phys. (4) 60, 734—762, 1919. Das Verhalten einer ebenen elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch eine parallel zur Wellenebene stehende dielektrische Schicht mit stetig veränderlichen Dielektrizitätskonstanten und stetigem Anschluß der Dielektrizitätskonstanten an die Gebiete vor und hinter dieser Schicht wird untersucht. Die Rechnung ist durchgeführt für die beiden Änderungsgesetze der Dielektrizitätskonstante:

$$\begin{aligned} 1. \quad \varepsilon &= \varepsilon_0 (1 + az)^m \\ 2. \quad \varepsilon &= \varepsilon_0 \cdot e^{az} \end{aligned} \quad \left\{ \begin{array}{l} a \text{ und } m \text{ sind Konstanten,} \\ z \text{ ist die Fortpflanzungsrichtung der Welle,} \\ \text{die Übergangsschicht beginnt demnach in } z = 0. \end{array} \right.$$

Die Welle erleidet beim Durchgang durch die Übergangsschicht im allgemeinen eine partielle Reflexion. Die Schwächung der Welle wird jedoch erst bei dünnen Schichten merklich, wenn die Dicke der Durchgangsschicht vergleichbar wird mit der Wellenlänge; sie nimmt mit weiter abnehmender Schichtdicke stetig zu bis zu dem durch die Fresnelsche Formel gegebenen Maximalwert. OTTO BETZ.

R. Gans. Das Verhalten Hertzscher Gitter. Ann. d. Phys. (4) 61, 447—464, 1920. Schäfer und Laugwitz haben an Gittern mit sehr feinen Drähten, deren Leitfähigkeit innerhalb weiter Grenzen variierte, das Reflexionsvermögen und die Durchlässigkeit für Hertzsche Wellen gemessen, konnten aber ihre experimentellen Resultate nicht mit der Theorie vergleichen, weil es noch keine Theorie des Verhaltens Hertzscher Gitter von endlicher Leitfähigkeit gab (Ann. d. Phys. 23, 951, 1907). In der vorliegenden Arbeit wird eine solche Theorie zum Teil anschließend an die Lambsche Theorie der Ausbreitung akustischer Wellen durch Gitter gegeben (H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, Leipzig und Berlin 1907, S. 630). Der Vergleich der nach der Theorie für die Versuchsgitter errechneten Werte des Reflexionsvermögens und der Durchlässigkeit zeigt erhebliche Abweichungen gegenüber den experimentellen Resultaten. Ein Grund für die Abweichung zwischen Theorie und Beobachtung ist schwer anzugeben, da Schäfer und Laugwitz in ihrer Veröffentlichung Einzelheiten der Versuchsanordnung und Messung nicht mitteilen. OTTO BETZ.

E. W. Stone. Elements of Radioteleggraphy. New York 1920.

SCHHEEL.

Max Abraham. Ein Satz über Modelle von Antennen. Mitt. Phys. Ges. Zürich, Nr. 19, S. 17—20, 1919. An Hand der allgemeinen Feldgleichungen wird anschließend an eine frühere Arbeit des Verf. eine Modellregel für Antennen der drahtlosen Telegraphie unter Berücksichtigung einer endlichen Leitfähigkeit der Erde abgeleitet. Es ergibt sich folgendes: Stehen die Längenabmessungen der Antenne und die eines geometrisch ähnlichen Modells im Verhältnis $\alpha : 1$, während bei gleicher Dielektrizitätskonstante die Leitfähigkeit des Erdbodens unter der Antenne und ihrem Modell sich wie $1 : \alpha$ verhalten, so haben Antenne und Modell den gleichen Erdwiderstand (Bemerkung des Ref: diese Beziehungen sind in der Praxis der drahtlosen Telegraphie bestätigt). OTTO BETZ.

M. J. Huizinga. Die Gleichrichterwirkung von Kristalldetektoren. Phys. ZS. 21, 91—97, 1920. Die Versuche des Verf. führten zu dem Resultat, daß man es bei der

unipolaren Leitung von Kristallkontakten nicht, wie bisher vielfach angenommen, mit einem thermoelektrischen Effekt zu tun hat, sondern daß hier ähnliche Verhältnisse wie bei der Schlömilchzelle vorliegen. Orientierende Versuche mit dem Molybdänglanz-detektor und dem Eisenpyritdetektor zeigten das Auftreten einer elektrolytischen Zersetzung. Ein auf Quecksilber schwimmendes Stückchen des betreffenden Detektormaterials wurde mit einer Platinspitze berührt und ein Strom von etwa 1 Milliampere vom Kristall nach der Spitze geschickt. Es entsteht dann an der Berührungsstelle ein Tröpfchen einer blauen Flüssigkeit; dieses blaue Kolloid erwies sich als MoO_3 , 4MoO_3 , $6\text{H}_2\text{O}$. Beim Stromdurchgang in entgegengesetzter Richtung entsteht eine braune Flüssigkeit MoS_3 und MoS_3 , dabei ergibt sich ein viel höherer Widerstand. Ähnliche Erscheinungen zeigen sich beim Eisenpyrit. Von den übrigen untersuchten Substanzen Bleiglanz, Rotzinkerz, Kupferkies, Kupferglanz, Buntkupfererz, Karborund zeigt nur die erstere bisweilen ein ähnliches Verhalten in sehr geringem Maße.

Man vermutete, daß die Gleichrichterwirkung hervorgerufen wurde durch Elektrolyse in einer adhärierenden Flüssigkeitsschicht, und daß in einigen Fällen das Zersetzungsprodukt hygroskopisch ist und durch Wasseranziehung aus der Luft die Zersetzung sichtbar wird. Bei Versuchen im Vakuum und unter Öl zeigten sich keine Spuren von Zersetzung, die Gleichrichterwirkung blieb jedoch bestehen.

Bei den nun folgenden Aufnahmen der Gleichstromcharakteristiken für elektrolytische Detektoren einerseits und die verschiedenen Kontaktdetektoren andererseits zeigt sich vollkommene Übereinstimmung in der Eigentümlichkeit der gewonnenen Kurven sowohl für die elektrolytischen Detektoren wie für sämtliche Kontaktdetektoren einschließlich des Molybdänglanz- und Pyritdetektors. Daraus kann man den Schluß ziehen, daß die Gleichrichterwirkung bei sämtlichen Detektoren ihre Ursache in einer elektrolytischen Polarisation hat, die innerhalb einer adhärierenden Feuchtigkeitsschicht oder Gasschicht stattfindet. Für die Richtigkeit dieser Annahme spricht u. a. auch die Beobachtung, daß, wenn man in einer Schlömilchzelle die Platinspitze ersetzt durch eine solche aus Molybdän oder Kupfer, eine Zelle entsteht, die auch ohne angelegte Hilfsspannung eine unipolare Leitfähigkeit zeigt.

Der Widerstand der untersuchten Detektoren war kleiner, als man gewöhnlich annimmt, und betrug in den meisten Fällen nicht mehr als 100 Ohm. GEHNE.

Richard Baldus und Eberhard Buchwald. Versuche über drahtlose Anpeilung von Flugzeugen. *Jahrb. f. drahtl. Telegr.* 15, 214—236, 1920. Die Verf. berichten über die Ergebnisse einer großen Anzahl von Versuchen, die auf Veranlassung der Militärbehörden in der Zeit vom Frühjahr 1917 bis März 1918 auf den Flugplätzen von Döberitz und Lärz ausgeführt wurden und die den Zweck hatten, die verschiedenen Verhältnisse, die auf die Peilergebnisse von Einfluß sind, festzustellen. Ein Einfluß des Flugzeugtyps war nicht festzustellen. Der bei weitem größte Teil der Versuche wurde unter Verwendung eines Löschfunkensenders für Wellen von 150, 200 und 250 m Länge ausgeführt. Als Antenne diente eine nach unten hängende 40 m lange, am unteren Ende beschwerte Kupferlitze, die unter dem Einfluß der Flugzeugbewegung ihre charakteristische gekrümmte Form annimmt. Als Gegengewicht dienten die Metallteile des Flugzeuges. Als bestes Mittel zur Bestimmung des jeweiligen Flugzeugortes und der Achsenrichtung des Flugzeuges erwies sich eine photogrammetrische Aufnahme vom Flugzeuge aus in Verbindung mit der Ablesung am Barographen. Die Peilstation auf dem Erdboden war mit Kreuzantennen nach Bellini-Tosi ausgerüstet. Im allgemeinen wurde bei offener Schleife gemessen.

Eine erste Reihe von Versuchen diente der Bestimmung der Mißweisung, die, durch die jeweilige Achsenrichtung des Flugzeuges verursacht, die Peilergebnisse beeinflusst.

Diese Versuche wurden nach dem Verfahren der Sternflüge durchgeführt, das darin besteht, daß das Flugzeug möglichst genau den gleichen Ort in verschiedenen Richtungen, aber möglichst gleicher Höhe überfliegt und beim jedesmaligen Überfliegen dieses Ortes eine Peilung vorgenommen wird. Es ergab sich eine sehr erhebliche gesetzmäßige Abhängigkeit der Mißweisung δ vom Winkel φ zwischen der Horizontalprojektion der Flugzeugachse und dem Sehstrahl Flugzeug—Bodenstation. Dabei ist φ für das abfliegende Flugzeug gleich Null gesetzt, für das die Station rechts liegende gleich 90° usw. Die Mißweisung für $\varphi = 0$ und $\varphi = 180^\circ$ ist Null, für den dazwischen liegenden Winkel ergeben sich Mißweisungen bis zu 50° , und zwar so, daß stets am Schwanzende des Flugzeuges vorbeigepeilt wird. Die Größe der Mißweisung schwankte an verschiedenen Beobachtungstagen. Nach Verlegung der Bodenstation ergaben sich geringere Mißweisungen bei sonst gleicher Gesetzmäßigkeit. Von großem Einfluß auf die Größe der Mißweisung ist die Höhe des Flugzeuges und seine Entfernung von der Bodenstation, und zwar werden die Extremwerte der Mißweisungen kleiner mit zunehmender Höhe oder zunehmender Entfernung. Arbeitete man mit geschlossener Schleife an der Peilstation, so wurden die Mißweisungen auf etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ ihres bei offener Schleife erhaltenen Wertes herabgedrückt. Nach den Feststellungen Burstyns lassen sich diese Mißweisungen auf eine Richtwirkung der Flugzeugantenne zurückführen, Formeln, die auf Grund dieser theoretischen Annahme aufgestellt wurden, geben die Verhältnisse wenigstens qualitativ richtig wieder. Die Mißweisung ist ferner abhängig von der Wellenlänge in der Art, daß sie mit wachsender Wellenlänge abnimmt.

Um festzustellen, ob auch die Richtung des Sehstrahles Flugzeug—Bodenstation von Einfluß ist, wurden Kreisflüge um die Bodenstation vorgenommen, dabei ist (bei Windstille) φ konstant $= 90^\circ$. Es ergab sich bei offener Schleife ein Minimum der Mißweisung stets dann, wenn das Flugzeug sich in Richtung einer der vier Antennen befand, während den Winkelhalbierenden ein Maximum von δ zukam. Ähnliche Abweichungen wurden bei Verwendung geschlossener Antennen im allgemeinen nicht beobachtet. Bei Verwendung von Horizontalantennen in Form eines einfachen horizontalen Kreuzes mit vier Armen von 70 m Länge in 2 m Höhe über dem Erdboden ergaben sich gegenüber den vorstehend geschilderten Verhältnissen insofern andere Ergebnisse, als nunmehr die maximalen Mißweisungen in Richtung der Antennen lagen, während die Abhängigkeit der Mißweisung von φ in qualitativ gleicher Weise wie bei Verwendung des Bellini-Tosi-Empfängers auftritt. Erst nach Einführung der ungedämpften Sender mit ihren günstigeren Energieverhältnissen konnte man zu anderen Formen der Flugzeugantenne übergehen, wie z. B. einem längs der Vorderkante der oberen Tragfläche gespannten Draht als Antenne und einem ebensolchen Draht an der unteren Tragfläche als Gegengewicht. Eine solche Antenne ist praktisch ungerichtet. Im Einklang damit ergaben Peilungen selbst bei nur 3 km Flugzeugentfernung und 700 m Höhe keine Mißweisung, wodurch die Annahme, daß die Mißweisung durch Richtwirkung der Flugzeugantennen veranlaßt werde, gestützt wird. Eine geplante systematische Untersuchung der Boden- und Tageseinflüsse konnte infolge der Novemberereignisse nicht mehr durchgeführt werden.

GEHNE.

Clarnfeld. Der Quecksilberdampf-Großgleichrichter. Die Umschau 24, 327—330, 1920.

SCHEEL.

C. L. Fortescue. The three-electrode thermionic valve as alternating current generator. Engineering 108, 491—493, 525—527, 1919.

SCHEEL.

J. Kozisek. Verbesserung des Leistungsfaktors bei Wechselstrombahnen. Elektrot. ZS. 41, 327—329, 1920. Für die Phasenkompensation in Wechselstromnetzen sind

ynchronkondensatoren und neuerdings namentlich in England und Amerika statische Kondensatoren im Gebrauch. Bei großen Induktionsmotoren finden mehrphasige, stark übersynchron laufende Kommutatormaschinen als Phasenschieber vielfach Verwendung. Bei einphasigen Wechselstrombahnen hat man bisher häufig die Phasenkompensation durch den Bahnmotor selbst erreicht, was aber bei den jetzt meist verwendeten Reihenschlußmotoren nicht möglich ist. Verf. schlägt deshalb vor, die Aufgabe der Energieumsetzung und Phasenkompensation zwei getrennten Maschinen zuzuweisen. Dabei arbeitet also der Reihenschlußmotor in Reihen- oder Parallelschaltung mit einem übersynchron laufenden einphasigen Phasenschieber, der zwei Hauptbürsten und zwei Hilfsbürsten und eine mit diesen gleichachsige liegende, an die Hilfsbürsten angechlossene Ständerhilfswicklung besitzt. Die Kommutierung läßt sich durch Vergrößerung des Luftspaltes über den kommutierenden Leitern beherrschen. Der Zusammenhang zwischen den Strömen in beiden Bürstenachsen, den Luftdistanzen und Windungszahlen einerseits und den Frequenzen andererseits wird rechnerisch ermittelt und durch Kurven veranschaulicht. Der Phasenschieber kann in der Zentrale, auf den Fahrzeugen oder längs der Bahnstrecke aufgestellt werden. Letztere Anordnung verdient den Vorzug, da dabei auch die Leitungstrecken von Blindströmen entlastet werden, ohne daß der ohnehin beschränkte Raum auf den Fahrzeugen beengt wird. Infolge des übersynchronen Laufes können im Vergleich zum Synchronkompensator kleine Maschinen verwendet werden.

NEUMANN.

Wan Döry. Über Schüttelerscheinungen des Parallelkurbelantriebes elektrischer Lokomotiven. Elektrot. ZS. 41, 313—314, 1920. Die Maximalbeanspruchung der Triebstange wird zunächst ermittelt für den Fall eines spielfreien Triebwerkes. Sie ergibt sich aus der Formänderungs- und der kinetischen Energie und besitzt verschiedene Werte, je nachdem die Entladung bei Entlastung oder bei Last eintritt. Sie läßt sich ferner darstellen einerseits als Massenkraft, andererseits in Abhängigkeit von der Deformation. Setzt man beide Werte einander gleich, so ergibt sich der bekannte Ausdruck für die Eigenfrequenz ω des harmonisch schwingenden Systems.

Besitzt das Triebwerk Lagerspiel, so ist die Schwingungsamplitude um den Betrag des Spieles s von der Deformation Q verschieden. Es treten sogenannte pseudoharmonische Schwingungen auf mit der Schüttelfrequenz $\nu = \omega \sqrt{1 - \frac{2}{\pi} \frac{s}{Q}}$. Auch hierfür

läßt sich die Maximalbeanspruchung ermitteln. Die Überlegungen ergeben unter Einsetzung von Ankermassen und Elastizitätskonstanten, die Mittelwerten bei ausgeführten Lokomotiven entnommen sind, Überbeanspruchungen von 125 kg pro mm Lagerspiel und pro Umdrehung/Min.

Ein Zahlenbeispiel, bei dem die Höchstbeanspruchung den 5,7fachen Wert der normalen Triebstangenbelastung erreicht, erweist die große Wichtigkeit der rechnerischen Erfolge dieser Verhältnisse.

NEUMANN.

Franz Unger. Die Feldkurve bei synchronen Wechselstrommaschinen. Elektrot. ZS. 41, 306—310, 1920. Zur Bestimmung der Leerlaufcharakteristik einer Synchronmaschine ist die Kenntnis der Feldkurve erforderlich, die von Punkt zu Punkt ermittelt werden kann, wenn der Verlauf der Krafttröhren im Luftraume bekannt ist. Bisher war man darauf angewiesen, die Krafttröhren gefühlsmäßig oder mittels einer entwickelten und zeitraubenden graphischen Methode festzulegen. Der Verf. zeigt, wie durch Ersatz der Begrenzungslinien der Krafttröhren durch Kreisbögen, deren Lage einfach festzulegen ist und deren Radius und Sehnenlänge abgegriffen werden kann, die ideelle Länge einer äquivalenten Krafttröhre mit parallelen Seitenwänden er-

mittelt werden kann. Dabei werden einerseits die Querschnitte der Kraftröhren aus Anker und Polfläche, andererseits Radius und Sehnen der Kreisbögen miteinander in Beziehung gesetzt und das Verhältnis von ideeller Länge der Kraftröhren zur Sehne aus einer theoretisch leicht ableitbaren Kurvenschar entnommen. Das Produkt der ideellen Länge und der Induktion an der betreffenden Stelle ist gleich dem Produkt des Luftspaltes in der Polmitte und der maximalen Induktion. Hiernach können die Ordinaten der Feldkurven bestimmt werden. Das Verfahren wird zunächst an einer alleinstehenden Pol entwickelt, und es wird eine einfache Korrektur für die Berücksichtigung des Nachbarpoles angegeben. Eine oszillographisch ermittelte Feldkurve zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit der durch die Näherungsmethode vorausbestimmten Kurve.

NEUMANN

Fr. Voller. Die Verrechnung des induktiven Verbrauches. (Definition des Leistungsfaktors bei Drehstrom.) Elektrot. ZS. 41, 314, 1920.

Fr. Buchholz. Bemerkungen zu vorstehenden Ausführungen. Ebenda, S. 314—316. Der Schriftwechsel bezieht sich auf die Arbeit von Buchholz (Elektrot. ZS. 1919) über die Verrechnung des induktiven Verbrauches, in der vorgeschlagen war, der Tarifierung in Stromverteilungsanlagen einen Energiefaktor zugrunde zu legen, der sich als Produkt des mittleren Leistungsfaktors und eines sogenannten Korrelationsfaktors ergibt. Der Korrelationsfaktor stellt ein Maß für den Grad der zeitlichen Regelmäßigkeit der Leistungsentnahme dar. Das Quadrat des Energiefaktors ist als Gütefaktor bezeichnet und wird durch einen sogenannten Gütezähler gemessen, der durch Ersatz der Spannungsspule eines Wattstundenzählers durch eine zweite Stromspule entsteht. Der Vorschlag Vollers geht dahin, als Leistungsfaktor bei Drehstrom den Wert

$\cos \varphi_d = \frac{N}{E \sqrt{\sum J_k^2}}$ zu bezeichnen, wobei N die wirklich übertragene Leistung, E die als konstant und symmetrisch angenommene Dreiecksspannung und J_k die (ungleichen) Phasenströme sind. In anderer Form läßt sich auch schreiben

$$\cos \varphi = \sqrt{\frac{3 J_{\min}^2}{\sum J_k^2}} = \sqrt{\frac{V_{\min}}{V}},$$

worin J_{\min} der Strom ist, der die gegebene Leistung beim kleinstmöglichen Verlust V_{\min} überträgt, und V den tatsächlichen Verlust darstellt.

Voller diskutiert weiter den Einfluß eines nicht gleichseitigen Spannungsdreiecks und zieht die Allgemeingültigkeit der Buchholzschen Ableitungen insofern in Frage, als der Stromverbraucher nur in geringem Maße Einfluß auf die ihm zur Verfügung gestellte Spannung hat.

Buchholz weist nach, daß sich die angegebenen Ausdrücke auch unter Benutzung des Korrelationsfaktors ergeben. Er stellt ferner die Verhältnisse auch unter dem allgemeinen Falle eines verzerrten Spannungsdreiecks dar und zeigt, daß auch in diesem Falle die Möglichkeit besteht, den Systemleistungsfaktor 1 zu erreichen, falls aus den drei Phasen gleichzeitig Energie entnommen wird und die Wirkwiderstände veränderbar sind. Dabei kann unter Wirkwiderstand auch allgemeiner „reelle Gegenwirkung“ verstanden werden, die sich beispielsweise aus der Energie eines auf $\cos \varphi = 1$ erregten Synchronmotors ergibt. Hiernach werden Wirkverbrauch und Scheinverbrauch innerhalb einer gegebenen Zeit allgemein physikalisch definiert, und zwar sowohl für Ein- wie für Mehrphasenstrom, und es wird der Unterschied zwischen dem physikalischen und dem energie-wirtschaftlichen Scheinverbrauch dargelegt. Der Unterschied ergibt sich daraus, daß der Widerstand des Stromkreises außerhalb der Anschlußpunkte des Abnehmers im allgemeinen nicht konstant ist.

hießlich weist Buchholz auf den grundsätzlichen Unterschied hin, der zwischen der Tarifierung mittels Gütezählers und mittels Sinuszählers besteht. NEUMANN.

Gruhn. Das Maximum der Drehstromleistung und die mittlere Phase. Elektrot. Maschinenbau 38, 189—191, 1920. Der Leistungsfaktor ist von Buchholz (Elektrot. 3. 1919) als Verhältnis der wirklichen zu der bei gleichen Verlusten größtmöglichen Leistung definiert. Unter Benutzung der Aronschen Beziehung für die Leistungsmessung und unter Annahme eines gleichbleibenden Stromdreiecks und festliegender, symmetrischer Spannungen wird der Maximalwert der Leistung gewonnen durch Differentiation der Leistungsgleichung nach einem der Phasenwinkel, während die anderen Phasenwinkel sich aus den Strömen und dem einen Phasenwinkel ergeben. Einfachere Ausdrücke für den Maximalwert der Leistung und für den mittleren Leistungsfaktor lassen sich ermitteln, falls der letztere Wert auf das der schiefen Belastung für gleiche Verluste äquivalente Voltampereprodukt gleicher Belastung bezogen wird. Die allgemeinen Ausdrücke für die genannten beiden Werte werden für den Spezialfall, daß zwei Phasenströme übereinstimmen, diskutiert und graphisch dargestellt. NEUMANN.

Lubowsky. Der Einfluß der Massenträgheit elektromotorischer Antriebe auf die erreichbare Anfahrbeschleunigung. Elektrot. ZS. 41, 285—289, 1920. Es handelt sich um die Entscheidung der Fragen, ob für die Beschränkung der Anfahrzeit von Trägheitsbehafteten elektromotorischen Antrieben, wie Walzwerken, Rollgängen, Fördermaschinen u. dgl., schnell oder langsam laufende Motoren vorzuziehen sind, und in welchem Maße die Anfahrzeit mit steigender Nennleistung der Motoren bei sonst unveränderten Betriebsdaten fällt bzw. die erreichbare Anfahrbeschleunigung steigt. Die Anfahrbeschleunigung wird in Beziehung gesetzt zu den Trägheitsmomenten des Antriebes und dem Eigenträgheitsmoment des Motors. Letzteres läßt sich darstellen in Abhängigkeit von den Daten des Motors, insbesondere von dessen Drehmoment und Ausnutzungsfaktor, dem Verhältnis von Ankerlänge zu Polteilung, der Polpaarzahl, der Übersetzung des Getriebes und schließlich einer Überlastungskonstante, die durch die elektrischen Eigenschaften der Motorgattung, durch die Wahl der Type und die Betriebsart des Betriebes bedingt ist. Es zeigt sich, daß ein mechanisches Optimum existiert, und es wird dessen Ermittlung in Abhängigkeit von genannten Größen durch Aufstellung von Kurven gezeigt. Die Ergebnisse der Untersuchung werden schließlich an Hand listenmäßiger Typenreihen nachgeprüft, wobei sich sowohl für Induktionsmotoren wie für Gleichstrommotoren eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Ableitungen ergibt. NEUMANN.

Kuhlmann. Das Impedanzschema und der Impedanzkreis des allgemeinen Transformators. Mitt. Phys. Ges. Zürich Nr. 19, 44—52, 1919. Für die Berechnung von Transformatoren ersetzt man mit Vorteil die komplizierte magnetische Verkettung von primärer und Sekundärwicklung durch ein Ersatzschema, das nur noch die Streuinduktivitäten und die primäre Selbstinduktivität enthält. Verf. beschreibt demgegenüber ein anderes Ersatzschema, das sogenannte Impedanzschema; dieses enthält in einer einfachen Reihenschaltung von Widerständen und Induktivitäten alle tatsächlich vorhandenen Größen, einschließlich der sekundären Belastung, in einer ausführlich erläuterten Weise. In vektorieller Darstellung ergibt sich eine sehr einfache Form; insbesondere für den Fall einer induktionsfreien sekundären Belastung wird die Darstellung sehr übersichtlich; allein mit Zirkel und Lineal lassen sich aus diesem Vektordiagramm die wesentlichen Angaben, Primärstrom, Wirkungsgrad und primärer Phasenwinkel finden. Die Darstellungsweise steht in Beziehung zur Theorie der Induktion. Physikalische Berichte. 1920.

duktionsmotoren; das Diagramm hat daher eine gewisse Übereinstimmung mit dem Heyland-Ossannaschen Diagramm.

BOEDEKER

L. Lombardi. Über eine künstliche Hochspannungsleitung. Mitt. Phys. Ges. Zürich Nr. 19 59—63, 1919. Es wird eine künstliche Hochspannungsleitung beschrieben, die geeignet ist, um die Vorgänge beim Einschalten von Wechselspannungen, die auftretenden Überspannungen, Reflexion der Wellen, Resonanzerscheinungen u. dgl. experimentell nachzuprüfen; auch als Modell zur Feststellung der Stromverteilung in einer Antenne ist die Anordnung brauchbar. Die Leitung besteht aus drei großen Solenoiden, die je 170 cm lang sind und einen Durchmesser von 36 cm besitzen; jedes Solenoid besteht aus 240 Windungen aus Messingdraht. Im Abstände von 20 bis 40 Windungen sind Kondensatoren von je $2 \cdot 10^{-3} \mu F$ angeschaltet, deren andere Belegungen geerdet sind. Die von verschiedenen Autoren theoretisch behandelten Vorgänge an Leitungen wurden nachgeprüft und in Übereinstimmung mit den Beobachtungsergebnissen gefunden eingehende zahlenmäßige Angaben sind nicht gemacht; neben einigen Berechnungen ausländischer Autoren sind insbesondere die Abhandlungen von K. W. Wagner Rüdénberg und Petersen Gegenstand der Untersuchung gewesen.

BOEDEKER

J. Biermanns. Über Hochleistungsschalter. Elektrot. ZS. 41, 325—326, 1920. Verfaßt behandelt die Leistungsfähigkeit von Ölschaltern beim Einschalten auf einen bestehenden Kurzschluß. Es wird nachgewiesen, daß diese Beanspruchung in den möglichen vorkommenden Fällen stets eine geringere ist als beim Abschalten eines Kurzschlusses. Der Strom erreicht einen dem Schalter gefährlichen Wert erst nach einer Zeit, in der der Schalter seinen Schaltweg bereits beendet hat, also voll eingelegt ist. Die stärkste Beanspruchung des Schalters rührt her von der elektromagnetischen Rückwirkung des Stromes auf die Bewegung der Schaltertraverse, die jene Einschaltbewegung zu bremsen versucht. Die Größe dieser Kraft und die durch sie verursachte Bremsung der Bewegung wird analytisch berechnet und durch Zahlenbeispiele erläutert. Es ergibt sich, daß Ströme bis zu 50 000 Amp. noch unbedenklich eingeschaltet werden können. Da grundsätzlich alle Leiterteile auch in den größten Anlagen so bemessen werden, daß höhere Stromwerte nicht auftreten können, so entsprechen diese Schalter allen in der Praxis an sie gestellten Anforderungen. Schalter mit Schnellkontakten verhalten sich nicht ungünstiger, da die Schnellkontakte erst nach dem vollständigen Einlegen der Hauptkontakte in Tätigkeit treten.

BOEDEKER

B. Walter. Über die Köhlerschen und Janusschen Randstreifen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 27, 158—172, 1920. [S. 859.]

GLOCKER

6. Optik aller Wellenlängen.

R. W. Wood. Researches in Physical Optics. Part II. New York 1920. SCHEEL

Albert C. Crehore. Remarks on Dr. L. Silberstein's results in his paper „On the dispersion of the diamond“. Phys. Rev. (2) 14, 440—445, 1919. Veranlaßt durch die Arbeiten von L. Silberstein (Fortschr. d. Phys. 73 [1], 136, 1917; 73 [2], 107, 117, 1917), insbesondere durch dessen Arbeit über die Dispersion des Diamants [Phil. Mag. (6) 37, 396—406, 1919; diese Ber. 1, 25, 1920] sucht Crehore über die Unstimmigkeit hinwegzukommen, daß die Rechnungen Silbersteins als elektrisch Ladung des Atomkerns für Diamant ein nicht genau ganzzahliges Vielfaches de

ementarquantums ergeben haben; es handelt sich um die Zahl 2,22 in der Beziehung $\epsilon = 2,22 \epsilon$, wobei $\epsilon = 1,83 \cdot 10^{10}$ (hierfür rechnet Crehore den genauen Wert $3107 \cdot 10^{10}$ aus) und

$$\mu^2 = 1 + \frac{a}{u_0 - u} \dots \dots \dots (9)$$

hierin ist $k_0 = \frac{1}{3} \cdot M/d \cdot a$ (M Atomgewicht, d Dichte des Diamants), $u = 1/\lambda^2$, $= 1/\lambda_0^2$, μ das Brechungsverhältnis für die Wellenlänge λ . Crehore kann sich nicht der Voraussetzung Silbersteins anschließen, daß die Dispersion des Diamants vom Atomkern herrühre; er schreibt vielmehr die Dispersion und alle Spektraleffekte dem Licht und die Röntgenspektren den negativen Elektronen zu, welche den Atomkern in Planetenbahnen umkreisen, deren Änderungen aus der Normalbahn heraus bestimmte Wirkungen haben, und findet so statt des soeben gegebenen Wertes k_0 einen in Verhältnis $\frac{8}{3}$ größeren Zahlenwert: $k_0 = \frac{8}{3} \cdot \frac{1}{3} \cdot M/d \cdot a$, also statt der Zahl 2,22 tatsächlich die ganze Zahl 6 $\left[= \frac{k_0}{\epsilon} = \frac{10,8457}{1,8107} = 5,99 \right]$, welche der dem Kohlenstoffatom zugeschriebenen Elektronenzahl 6 gleichkommt. Am Schlusse der Arbeit wird auch im Anschluß an Gleichung (9) die Dimension des zweiten Gliedes $a/u_0 - u$ ermittelt. Crehore bezieht sich auf seine früheren Veröffentlichungen, über die zum Teil berichtet worden ist in Fortschr. d. Phys. 71 [2], 17, 81 und 71 [1], 193, 1915 und auf sein im Erscheinen begriffenes Buch „A new theory of the atom“, New York, J. Van Nostrand Co., 1919.

H. ERFLE.

J. Dember und M. Uibe. Über eine physikalische Theorie der Bewegung des Erdschattens in der Atmosphäre. Leipziger Ber., Math.-phys. Kl., 71, 227—239, 1919. Als achten Bericht über die Ergebnisse ihrer auf Teneriffa ausgeführten Arbeiten geben Dember und Uibe eine physikalische Theorie der Bewegung des obersten Randes des Schattens, den die Erde im Strahlengang des Sonnenlichtes wirft. Es werden zunächst die unbefriedigten bzw. beim ersten Ansatz stehengebliebenen Versuche einer astronomisch-geometrischen Theorie von H. Mohn und einer physikalischen Theorie von Felix M. Exner (Pernter-Exners Meteorologische Optik, 1879; der letzte Abschnitt ist 1910 erschienen) kurz erwähnt; dabei wird darauf hingewiesen, daß der von Exner vorgeschlagene Ansatz die Veränderlichkeit der absoluten Entfernung zwischen Schattenrand und Beobachter außer acht läßt und deswegen nicht zum Ziele führen kann. Da sich in zwei vorangegangenen Arbeiten von Dember und Uibe über die Gestalt des sichtbaren Himmelsgewölbes und über die sichtbare Größenänderung von Sonne und Mond in verschiedenen Höhen über dem Horizont (Leipziger Ber., Math.-phys. Kl., 69, 391—411, 485—509, 1917) als Grundlage zur Erklärung der Beobachtungen die Anschauung bewährt hatte, daß die maximale Sichtweite für einen bestimmten Höhenwinkel γ die Entfernung desjenigen leuchtenden Lichtteilchens ist, dessen Helligkeit gerade noch auf unser Auge wirkt, ist auch hier die damals (S. 394—395) abgeleitete Beziehung

$$S = c \sqrt{H} \dots \dots \dots (1)$$

benutzt worden, welche die Himmels-helligkeit H für eine bestimmte Richtung (die Helligkeit der gesamten zugehörigen Luftsäule) der maximalen Sichtweite S durch eine vom Empfangsapparat (Auge, Photometer) abhängige Konstante c verbindet (für klare Luft). Es wird also angenommen, „daß der obere Rand des Erdschattens in Endpunkte der maximalen Sichtweite des dem Schattenrande unmittelbar anliegenden Schattenraumes gesehen wird und daß die Helligkeit der in diesem Raume liegenden Luftmasse ein Maß für die Entfernung des Schattenrandes vom Beobachter ist“.

Unter der vereinfachenden Annahme einer kreisförmigen Bahn des die gesamte optisch wirksame Atmosphäre durchsetzenden Lichtstrahles $SETNP$, der die (Meeres-) Oberfläche der Erde in dem zwischen Sonne S und Beobachter O befindlichen Punkt T berührt, wird die für kleine Horizontalrefraktion Δ_0 gültige Näherungsgleichung abgeleitet:

$$\overline{ON} = \frac{2R \sin^2 \left\{ \frac{\eta' - \left(\Delta_0 + \frac{\Delta_1}{2} \right)}{2} \right\}}{\sin \left(\gamma - \eta' + \Delta_0 + \frac{\Delta_1}{2} \right)} - \frac{h \cos \left(\eta' - \Delta_0 - \frac{\Delta_1}{2} \right)}{\sin \left(\gamma - \eta' + \Delta_0 + \frac{\Delta_1}{2} \right)}, \dots (3a)$$

deren rechte Seite, falls die Höhe des Standortes des Beobachters über der Oberfläche der Erdkugel $h = 0$ wird, nur noch den ersten Bruch enthält. η' ist der Depressionswinkel des obersten Sonnenrandes unter dem Horizont ($H_1 O H_2$), R der Erdradius. Δ_1 , die Refraktion auf dem Wege von T bis zum Schattenrande N , wird mittels einer Gleichung (5), die noch Δ_0 , R und die Länge des Bogens TE (der die Hälfte des maximalen Weges des Lichtstrahles in der Atmosphäre darstellt) enthält, zu η' und γ in Beziehung gesetzt. Diese Gleichung (5) geht unter der Annahme TE rund 1000 km und $\Delta_0 = 35'$, $R = 6370$ km über in

$$\Delta_1 = 446' \cdot \frac{\sin \left(\frac{\eta' - \Delta_0}{2} \right) \sin \left(\gamma - \frac{\eta' - \Delta_0}{2} \right)}{\sin \left(\gamma - \eta' + \Delta_0 + \frac{\Delta_1}{2} \right)} \dots (6)$$

Durch mehrmals aufeinanderfolgendes Einsetzen eines Näherungswertes Δ_1 in den Nenner der rechten Seite läßt sich Δ_1 für zusammengehörige Werte γ und η' berechnen, wobei η' aus dem Depressionswinkel η des Sonnenmittelpunktes und dem scheinbaren Radius der Sonne ϱ bestimmt wird aus $\eta' = \eta - \varrho$. η wird aus einer astronomischen Zeitbestimmung ermittelt [siehe die Gleichungen (7) der Arbeit selbst]. Fügt man zu diesen astronomisch-geometrischen Beziehungen (3a), (6), (7) die aus (1) durch Anwendung auf den Rand N des Erdschattens folgende physikalische Beziehung

$$\overline{ON} = c \sqrt{H}$$

hinzu, dann erhält man die von den Verff. mit (8) und (8a) bezeichneten Gleichungen (für $h = 0$ und $h = h$), auf deren Wiedergabe hier verzichtet werden kann, da man ja nur die linke Gleichungsseite in (3) durch $c \sqrt{H}$ zu ersetzen hat. Da man — insbesondere bei klarem Wetter — unbedingt den Eindruck hat, daß der Erdschatten körperlich vor dem darüber helleren Himmelsgewölbe steht und sich nicht flächenhaft auf das Gewölbe projiziert, so wenden die Verff. die von ihnen entwickelte Sichtweitentheorie auch auf das Innere des Schattens an; es muß demnach die Sichtweite im Schattenraum geringer sein als außerhalb in der erleuchteten Luft. Mit sinkender Sonne wird der Schattenraum nicht dunkler, wie man nach der abnehmenden Gesamthelligkeit des Himmels (beispielsweise auch des Zenits, für den eine kleine Tabelle den Zusammenhang zwischen η , γ und der lichtelektrisch gemessenen Helligkeit im Zenit zeigt) erwarten sollte, sondern zunächst heller, da als neue Lichtquelle das erste Purpurlicht hinzukommt, das nach den Beobachtungen von A. Miethe und E. Lehmann (1909; nicht, wie versehentlich von den Verff. angegeben wurde, O. Miethe und H. Lehmann) in Ägypten bei $\eta = 1,8^\circ$ anfing, bei 3° das Maximum der Helligkeit erreichte und bei $\eta = 6,3^\circ$ aufhörte. Die Messungen von Dember und Uibe zeigten, daß tatsächlich der geforderte Parallelismus zwischen Entfernung ON und Helligkeit H des Schattens besteht. Von den anderen Ergebnissen der Versuche der Verff. seien noch die folgenden mitgeteilt:

„Beim Abnehmen der Helligkeit des Schattenraumes nähert sich der Schattenrand dem Beobachter wegen der verminderten Sichtweite. Der an ihn schnell heranrückende Schattenrand bekommt infolge seines geringer werdenden Abstandes eine so stark wachsende Winkelgeschwindigkeit, daß es möglich wird, daß der Schattenrand bereits bei einer Sonnendepression von 7° durch den Zenit geht. Es ist hiernach das Dunklerwerden des Schattens und das dadurch bedingte Näherrücken des Randes die direkte Ursache für das schnelle Hochsteigen.“

„Da sich die optischen Eigenschaften der Atmosphäre und damit die Sichtweiten von Tag zu Tag ändern, so erklärt sich auch die verschiedene Geschwindigkeit des Aufsteigens des Schattenrandes aus der täglichen Veränderung der maximalen Sichtweiten.“

H. ERFLE.

A. Mallock. Diffusion of Light by Rain, Cloud, or Fog. Proc. Roy. Soc. London (A) 96, 267—272, 1919. Es werden Teilchen angenommen, deren Durchmesser groß ist im Vergleich zur Wellenlänge des Lichtes; sie sind unregelmäßig verteilt im Regen, in den Wolken, im Nebel. Nach verschiedenen allgemeinen Betrachtungen werden in einer Zusammenstellung einander entsprechende Werte des Tropfendurchmessers c , der Länge der Nebelschicht l , welche die Helligkeit auf die Hälfte herabsetzt, und anderer Größen gegeben. Da die zur Berechnung der Zusammenstellung benutzten Gleichungen theoretisch nicht genügend begründet scheinen, sei auf den übrigen Inhalt der Arbeit nicht weiter eingegangen. Man vergleiche hierzu auch A. Mallock, diese Berichte 1, 297, 1920. Der Verf. scheint mancherlei Vorarbeiten auf diesem Gebiete, beispielsweise die Arbeit von Lord Rayleigh über die Theorie der Lichtschwächung im Nebel (Phil. Mag. 19, 443—446, 1885) nicht beachtet zu haben. H. ERFLE.

Adolf Hnatek. Zur geometrischen Optik der Umkehrsysteme mit Kollektiv. ZS. f. Instrkde. 39, 341—350, 1919. Verf. stellt sich die Aufgabe, die einfache Umkehrlinse eines optischen Instrumentes (terrestrisches Okular, Zielfernrohr, Kystoskop usw.) durch ein System mit Kollektiv zu ersetzen, das gewissen Bedingungen genügt. Als bekannt vorausgesetzt wird die Lateralvergrößerung β , die durch das Zwischensystem bewirkt werden soll und die „Länge des Systemes“ Δ , d. h. der Abstand zwischen dem durch das System zu übertragenden Objekt und seinem durch das System gegebenen Bild. Ermittelt werden müssen die Brennweiten f_1 und f_2 des Kollektivs und der eigentlichen Umkehrlinse und der Abstand d derselben voneinander. Dagegen sei der Abstand des Objektes vom Kollektiv, d. h. die erste Schnittweite s_1 , als bekannt angenommen. Zunächst ist das Problem unbestimmt, denn den drei Unbekannten f_1 , f_2 und d stehen nur zwei Bedingungen, die Innehaltung von β und Δ , gegenüber. Nimmt man an, daß f_1 irgendwie festgelegt ist, so berechnet sich aus den gegebenen Stücken

$$d = \frac{1 - \beta + \sigma_1 \Delta}{(1 - \beta) \sigma_1 - \beta \varphi_1} \quad \text{und} \quad \varphi_2 = \frac{(1 - \beta) \sigma_1 - \beta \varphi_1}{\beta [1 - d(\sigma_1 + \varphi_1)]},$$

wo σ_1 und φ_1 die Reziproken von s_1 und f_1 sind. Aus dem Zweck des Instrumentes oder seiner verlangten Wirkungsweise wird sich jedoch stets eine weitere Bedingung zwischen φ_1 und d oder φ_2 ableiten lassen. Es werden nun nacheinander folgende Bedingungen berücksichtigt und die Gleichungen für die Bestimmungsstücke f_1 , f_2 und d des Systems aufgestellt: 1. Die Durchmesser der beiden Linsen des Umkehrsystems sollen eine bestimmte Größe nicht übersteigen. 2. Es wird gleiche Verteilung der Leistung in der Lateralvergrößerung auf die beiden Teile des Umkehrsystems verlangt. 3. Die chromatische Vergrößerungsdifferenz soll im Umkehrsystem unter der Annahme gehoben werden, daß beide Linsen aus demselben Glas bestehen. 4. Die Brennweiten von Kollektiv und Umkehrlinse sollen einander gleich sein. 5. Das Kollektiv

soll mit dem Objekt zusammenfallen, d. h. s_1 soll gleich 0 sein. 6. Das Objekt befinde sich im Unendlichen, d. h. es soll sein $s_1 = \infty$. HINRICHS.

G. F. C. Searle. The determination of the effective aperture of the stop of a photographic lens. Proc. Cambridge Phil. Soc. 18, 195—206, 1915. Handelt es sich um ältere photographische Objektive mit Vorderblende, so ist die Eintrittspupille mit der Blende identisch und ihr Durchmesser der direkten Messung zugänglich. Für den Fall moderner Objektive, bei denen sich die wirksame Blende meist zwischen den einzelnen Systembestandteilen befindet, werden drei Methoden zur Ausmessung der Eintrittspupille angegeben, ohne daß es dazu erforderlich ist, das Objektiv auseinanderzunehmen. Bei der ersten Methode bedient man sich eines Mikroskops, dessen Achse zur Objektivachse parallel ist, und das sich senkrecht zur gemeinsamen Achsenrichtung verschieben läßt. Aus der Mikroskopverschiebung, die sich ergibt, wenn man das Fadenkreuz desselben auf zwei gegenüberliegende Blendenränder einstellt, ergibt sich der Durchmesser der Eintrittspupille. — Bei der zweiten Methode bedient man sich einer in der hinteren Fokalebene des Objektivs angebrachten kreisförmigen Blende vom Durchmesser d . Das mittels des Objektivs von dieser Blende erzeugte Bild wird auf einer mit Skala versehenen Mattscheibe aufgefangen, die sich nahe dem vorderen Flächenscheitel des Objektivs befindet. Durch Messung ermittelt man den Durchmesser c dieses Bildes. Mit Hilfe eines Mikroskops, dessen Achse parallel zur Achse des Objektivs ist, mißt man die Entfernung x der Eintrittspupille von der Mattscheibe, indem man das Mikroskop nacheinander auf Mattscheibe und Rand der Eintrittspupille einstellt. Ist dann f die bekannte Objektivbrennweite, so ist der Durchmesser der Eintrittspupille $a = c - \frac{d \cdot x}{f}$. — Die dritte Methode vermeidet die Ausmessung

der Strecke x , indem zwei Blenden mit den Öffnungen d_1 und d_2 benutzt werden. Sind c_1 und c_2 die Durchmesser der entsprechenden Bilder, so ist der Durchmesser der Eintrittspupille $a = c_1 - \frac{d_1(c_1 - c_2)}{d_1 - d_2}$. HINRICHS.

G. F. C. Searle. The determination of the focal length of a thick mirror. Proc. Cambridge Phil. Soc. 18, 115—126, 1915. Nach der Ableitung der Abbildungsgleichungen für einen Spiegel endlicher Dicke werden drei Methoden zur Bestimmung der Brennweite eines solchen Spiegels angegeben. Das Prinzip der Gaußschen Methode besteht darin, daß man zunächst die Entfernung p des inneren Spiegelscheitels vom Systemmittelpunkt bestimmt, d. h. von demjenigen Punkt der optischen Achse des Spiegels, in dem Objekt und Bild entgegengesetzt gerichtet sind und ihre Fußpunkte zusammenfallen. Bestimmt man noch die Lage des dem Spiegelscheitel konjugierten Bildpunktes und nennt seine Entfernung vom Spiegelscheitel x , so ist die Spiegelbrennweite $f = \frac{p(p-x)}{2p-x}$. Die Entfernung des Hauptpunktes vom Spiegelscheitel ist $h = p - 2f = \frac{p \cdot x}{2p-x}$. — Die Mikrometermethode besteht darin, daß man die Größe a eines kleinen im Spiegelscheitel befindlichen Objektes und die Größe b des konjugierten Bildes mißt. Bestimmt man noch die Entfernung p des Systemmittelpunktes vom Spiegelscheitel, so ist $f = \frac{b \cdot p}{a+b}$ und $h = p - 2f$. — Befindet sich im Spiegelbrennpunkt ein achsensenkrechttes Objekt von der Größe s und geht von seinem Endpunkt ein achsenparalleler Strahl aus, so geht der konjugierte Strahl durch den Brennpunkt und bildet mit der optischen Achse des Spiegels einen Winkel w , so daß die Beziehung besteht $f = s/w$. Hierauf gründet sich die Goniometermethode. HINRICHS.

K. Schiller. Die Verwendung von Spiegelprismen bei Meridiankreismessungen. *Sirius* 3, 45—48, 1920. Bei Winkelspiegeln, die aus zwei starr miteinander verbundenen unter dem Winkel α gegeneinander geneigten Planspiegeln bestehen, beträgt der Ablenkungswinkel $180^\circ - 2\alpha$. Dieser ist unabhängig von der gemeinsamen Drehung der Spiegel um ihre Schnitlinie. Die Unveränderlichkeit des Winkels α bei Erschütterungen und dergleichen wird besser erhalten, wenn die Spiegel die Begrenzungsflächen eines Glaskörpers bilden. Unter diesen Spiegelprismen sind am gebräuchlichsten die, bei denen $\alpha = 45^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ ist. Das erstere wird meistens Winkelpisma genannt und hat eine Ablenkung von 90° , das letztere heißt Triederprisma mit einer Ablenkung von 180° .

Diese beiden Prismenarten will der Verf. bei Meridiankreismessungen benutzen, um die Achsenneigung und die Biegung des Hauptfernrohres zu bestimmen. An Stelle des Zenitspiegels läßt sich besser das Triederprisma in Verbindung mit einem Quecksilberhorizont benutzen. Auch läßt sich mit Hilfe dieses Prismas die scheinbare Entfernungen vom Meridianniveau durch Hin- und Herführen der Lichtstrahlen vergrößern. Mit Hilfe des Winkelspiegels läßt sich außerdem noch der Betrag der Saalrefraktion bestimmen.

CHR. V. HOFE.

P. Mortier. Direction et réperage des Avions. *La Vie Technique et Industrielle* 1920, 282—284. Durch ein mehrfach gebrochenes Fernrohr, das im allgemeinen entweder den Zenit oder den Erdboden unterhalb des Flugzeuges zu betrachten gestattet, soll sich der Fußpunkt der Flugbahn, die Abdrängung, die Windversetzung und die Geschwindigkeit über Grund genau bestimmen lassen. Die Lotrichtung und die Längsachse des Flugzeuges sollen dabei durch drei helle Punkte sichtbar gemacht werden, die durch Spiegelung einer Lichtquelle an dem blanken Achsende eines Kreisels ohne Präzession entstehen. Der Verf. gibt an, mit dieser Anordnung den beflogenen Erdort bei Tage ganz genau, bei Nacht (mit leuchtenden Erdpunkten der Leuchtbomben) auf 2 km festgelegt zu haben. Das Gerät „Zenithal“ wird für die Fliegertruppe gebaut.

Bereits durchgerechnet, aber noch nicht gebaut ist ein „Dromometer“, das in nicht näher angegebener Weise, durch „selbsttätige vierfache Integration“ der Windgeschwindigkeit und der Fluggeschwindigkeit nach Größe und Richtung, mit bekannten feinmechanischen Hilfsmitteln die Änderungen von Länge und Breite anzuzeigen soll.

EVERLING.

L. Fricke. Linsen- und Prismenstereoskop. *Zentralztg. f. Opt. u. Mech.* 41, 123—124, 1920. Da bei Stereoskopen der Abstand der Betrachtungslinsen demjenigen der Bildmittelpunkte entsprechen muß und bis zu einem gewissen Grad unabhängig von dem Augenabstand ist, so kann man Linsen und Bildern einen größeren Abstand geben als die Augen haben und so das Bildformat vergrößern. Diesem Verfahren ist eine Grenze gesetzt durch die innere Begrenzung der Linsen oder durch die von den Randteilen der Linsen herrührende Bildverschlechterung. Da bei erheblich vergrößertem Bild- bzw. Linsenabstand die äußeren Hälften der Linsen nicht benutzt werden, kann man sie fortschneiden bzw. die Linsen aus den Hälften einer einzigen herstellen und gelangt so von dem Wheatstoneschen zu dem Brewsterschen Stereoskop.

CHR. V. HOFE.

Aurice Hamy. Sur l'étude des perturbations de l'axe optique d'une lunette méridienne dans une direction. *C. R.* 168, 429—435, 484, 1919. Es wird eine Methode vorgeschlagen zur Untersuchung der Fehler eines Meridianfernrohres, die durch falsche Lagerung und ungleichmäßige Bewegung der Drehungsachse entstehen. Zu diesem Zweck wird ein Kollimator benutzt, dessen optische Achse in der Richtung der Drehungsachse des

Fernrohres liegt. Die vom Kollimator ausgehenden Lichtstrahlen werden durch zwei oder drei Prismen mit zweifacher Reflexion (Pentaprismen), deren Ablenkung unabhängig von kleinen Drehungen um eine zu den Kanten parallele Achse ist, in das Fernrohr gelenkt. Dieses Prismensystem kann um die Kollimator- bzw. Fernrohrachse gedreht werden, so daß das Fernrohr in jeder Lage geprüft werden kann. Die Ermittelung der verschiedenen möglichen Fehler nach dieser Prüfungsmethode wird rechnerisch verfolgt, zunächst unter der Annahme, daß Kollimator und Prismensystem einwandfrei stabil sind. Ist das nicht der Fall, so können die neu hinzutretenden Fehler eliminiert werden durch Beobachtungen unter verschiedenen Neigungen und durch Hinzufügen eines zweiten Kollimators nebst Prismensystem auf der anderen Seite des Fernrohres.

CHR. v. HOFER

A. E. Conrady. Notes on Microscopical Optics. The Optician 59, 21—25, 1920. Der Aufsatz stellt eine allgemein gehaltene Abhandlung über das Mikroskop dar. Zunächst werden die Abbildungsfehler behandelt. Als Grundlage für die Bestimmung eines Mikroskopobjektives wird die genaue trigonometrische Durchrechnung bezeichnet und außerdem als wichtiger Anhalt die Rayleigh-Bedingung hervorgehoben, die aus sagt, daß in jedem Linsensystem alles von einem Objektpunkt ausgehende Licht der Bildpunkt auf derselben optischen Weglänge erreichen muß mit einer höchsten Toleranz von $\frac{1}{4}$ Wellenlänge. Der Verf. hat hiernach zahlreiche Mikroskopobjektive konstruiert und mit dem Linsen-Interferometer von Hilger geprüft. Ferner wird hingewiesen auf die fünf Seidelschen Bildfehler und vor allem auf die Sinus-Bedingung von Abbe (Helmholtz und Clausius), deren Wichtigkeit für die Komafreiheit von Mikroskopobjektiven hervorgehoben wird.

Wenn diese Fehler beseitigt sind, so bleibt noch das sekundäre Spektrum, das für die äußeren Spektralfarben eine längere Brennweite verursacht als für die grüngelbe. Da dieses auch mit neueren Glassorten nicht genügend korrigiert werden konnte, benutzt Abbe Fluoritlinsen für seine Apochromatobjektive.

Ein Fehler, den alle Mikroskopobjektive und besonders die besseren haben, ist die Bildfeldkrümmung (Petzvalbedingung), die nicht gleichzeitig mit dem Astigmatismus korrigiert werden kann. Es werden Erörterungen darüber angestellt, wie die verschiedenen Fehler am besten gegenseitig abgestimmt werden können, und über Mittel und Wege hierzu.

Die Beleuchtungseinrichtungen sind umgekehrte Mikroskopobjektive, brauchen aber nicht so sorgfältig konstruiert zu sein. Abbe wird der Vorwurf gemacht, daß er mit der numerischen Apertur zu weit gegangen sei, was von Nachteil für die Mikroskopie wäre. Für die praktische Ausführung wird die äußerste Sorgfalt und Genauigkeit gefordert.

Zum Schluß wird die Vermutung ausgesprochen, daß die Vervollkommenung des Mikroskops in einer Verbesserung der Bildfeldkrümmung zu suchen sei. Mit der Apertur würde man nicht weiter gehen können. Auch der Benutzung von Licht kürzerer Wellenlänge wird keine Weiterentwicklung prophezeit, ebenso wenig dem Ultramikroskop, da es keine Steigerung des Auflösungsvermögens ermöglicht. CHR. v. HOFER

H. S. Uhler. Note on the Paper by Ch. Fabry entitled: Méthode par Immersion pour la Mesure des Indices de Réfraction des Corps Solides. Sill. Journ. 49, 143—145, 1920. Der Fabrysche Vorschlag (Journ. d. phys. 9, 1919) benutzt ein Prisma von bekanntem Index, welches in einen Trog mit planparallelen Wänden so gestellt wird, daß seine Flächen mit der Kollimatorachse gleiche Winkel bilden, während die Kollimatorachse auf den Trogwänden senkrecht steht. Für einen brechenden Winkel des Prismas von 90° ist die Bestimmungsgleichung für das gesuchte N der Immersions

flüssigkeit vom zweiten Grade, während sie im allgemeinen vom vierten Grade ist. Verf. gibt für N Reihen, die nach Potenzen von $\sin D$ oder $\tan \frac{1}{2} D$ fortschreiten und eine Genauigkeit von einer Einheit der fünften Dezimale ergaben, wenn D der zu messende Winkel zwischen austretendem und eintretendem Strahl ist. SCHULZ.

K. S. Gibson, E. P. T. Tyndall and H. J. Mc Nicholas. The Spectral Transmission of Filters Used to Detect Camouflage of Improve Visibility. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the American Physical Society, April 25 and 26, 1919. Phys. Rev. (2) **14**, 261—263, 1919. Die Verf. haben im Bureau of Standards (Washington) eine Reihe von Lichtfiltern untersucht, die dazu dienen, die „Sicht“ zu verbessern, d. h. das Auge oder die photographische Platte in der Fähigkeit, Einzelheiten entfernter Objekte zu erkennen, zu unterstützen. Die Filter bestanden teils aus farbigen Gläsern (Brillengläser für Flieger), teils aus gefärbten Gelatine- oder Zelluloidschichten zwischen Glasplatten.

Die in drei Kurventafeln wiedergegebenen spektralen Durchlässigkeiten zeigen eine große Mannigfaltigkeit. Einige der Filter unterdrücken die kurzen Wellenlängen, andere („dichromatische“) mittlere Bereiche, so daß zwei getrennte Durchlässigkeitsgebiete bestehen. HOFFMANN.

K. Försterling. Über die Verschiebung des Maximums der Reflexion gegen die Lage der Eigenfrequenz. Ann. d. Phys. (4) **61**, 577—584, 1920. Die Dispersionsformel für Brechungsindex n und Absorptionsindex lautet mit der geringfügigen Vereinfachung, daß die Frequenz ν , welche als Faktor der Dämpfung ν' auftritt, durch den konstanten Wert der Eigenfrequenz ν_0 ersetzt wird:

$$n^2(1 - \kappa^2) = n_0^2 + \frac{Q(\nu_0^2 - \nu^2)}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu_0^2 \nu'^2}$$

$$2n^2\kappa = \frac{Q\nu_0\nu'}{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu_0^2 \nu'^2}$$

Q und ν_0^2 sind hierin Konstanten. Ist λ_0 die Wellenlänge der Eigenfrequenz, λ_μ die des maximalen Reflexionsvermögens, so gilt in der Nähe eines isolierten hinreichend starken Absorptionsstreifens in Annäherung:

$$\frac{1}{\lambda_\mu^2} = \frac{1}{\lambda_0^2} + \frac{Q}{2n_0^2 \pi^2 c^2}$$

Über Anwendungen dieser Formel vgl. das Referat S. 863.

FÖRSTERLING.

G. Berndt. Über den Einfluß der Spannung auf die Eigenschaften des optischen Glases. ZS. f. Instrkde. **40**, 20—27, 37—42, 56—61, 70—75, 1920. [S. 797.] BERNDT.

C. V. Kent. The optical constants of liquid alloys. Phys. Rev. (2) **14**, 459—489, 1919. Da bei den Metallen im festen Zustande die optischen Konstanten (Brechungsverhältnis n und Extinktionsindex κ) von der Herstellungsart der Metallflächen und ihren sich zeitlich ändernden Oberflächenschichten in hohem Grade abhängen, hat es der Verf. unternommen, für einige Metalle (Wismut, Blei, Cadmium, Zinn) und einige Legierungen (Wismut—Blei, Cadmium—Blei, Zinn—Blei, außerdem für einen nur ungefähr bekannten Prozentgehalt: Wismut—Quecksilber) diese optischen Konstanten für den flüssigen Zustand (bei etwa 400°) zu bestimmen, wobei zur Verhütung der Oxydation über die zu untersuchende Flüssigkeitsoberfläche dauernd Wasserstoff strömte. Für Metalle in flüssigem Zustand lagen bis jetzt im wesentlichen nur Messungen für Quecksilber, geschmolzenes Na (Drude), Legierung Na-K und Woodsches Metall vor.

Das Brechungsverhältnis ν und der Extinktionsindex κ (diese Größe κ bedeutet, daß ein in dem Mittel fortschreitender Strahl von der auf das Vakuum bezogenen Wellenlänge λ nach Zurücklegung der Strecke λ von der Intensität 1 auf $e^{-4\pi\kappa}$ abgenommen hat: κ entspricht also der im vierten Band von Kayzers Spektroskopie mit K bezeichneten Größe und der Drudeschen Bezeichnung $n\kappa$) werden nach der bei absorbierenden Stoffen häufig angewandten Methode aus dem Einfallswinkel Φ , der Phasendifferenz A , welche entsteht durch die Reflexion an der Metalloberfläche zwischen den beiden Komponenten linear polarisierten auffallenden Lichtes, dessen Polarisationssebene unter 45° zur Einfallsebene geneigt war, und aus dem Winkel ψ zwischen der Einfallsebene und der Polarisationssebene des reflektierten Strahls, der durch einen Soleil-Babinetschen Kompensator wieder zu einem linear polarisierten geworden ist. Es werden dabei die folgenden auf P. Drude (Wied. Ann. **64**, 162, 1898) zurückzuführenden strengen Gleichungen zur Berechnung der für senkrechten Einfall gültigen Werte von ν und κ benutzt:

$$\cos 2P = \sin 2\psi \cos A, \quad \operatorname{tg} Q = \operatorname{tg} 2\psi \cdot \sin A,$$

$$S = \sin \Phi \operatorname{tg} \Phi \operatorname{tg} P,$$

$$\nu^2 - \kappa^2 = S^2 \cos 2Q + \sin^2 \Phi = A$$

$$2\nu\kappa = S^2 \sin 2Q = B$$

und schließlich

$$2\nu^2 = \sqrt{A^2 + B^2} + A,$$

$$2\kappa^2 = \sqrt{A^2 + B^2} - A.$$

Als Lichtquelle dient eine Quecksilberquarzlampe, aus deren Linien der Reihe nach durch Anwendung eines Monochromators $578\mu\mu$, $546\mu\mu$ und $404\mu\mu$ benutzt werden; auf den so beleuchteten Spalt folgen (im Sinne der Lichtrichtung) das den Spalt ins Unendliche abbildende Kollimatorobjektiv, Polarisator, der Soleil-Babinetsche Kompensator, die zu untersuchende (horizontale) Metalloberfläche, eine Vorrichtung mit ähnlichem Zweck wie die Halbschattenvorrichtungen in Saccharimetern („Bi-field“), dann der Analysator und ein Beobachtungsfernrohr, das durch Auswechseln des Okulars statt zur Einstellung auf das Spaltbild auch zur Beobachtung der Grenzlinie der „Bi-field“-Vorrichtung verwendet werden kann. Diese Vorrichtung wurde vom Verf. schon im Jahre 1913 angegeben und läßt sich mit einfachen Mitteln herstellen; sie besteht aus zwei unter stumpfem Winkel zusammenstoßenden Glasstreifen, die nach gehöriger Einstellung mit dem Analysator fest verbunden bleiben; ihre Berührungskante muß entweder in der Polarisationssebene des Analysators oder senkrecht zu ihr liegen; ihre Flächen müssen gleiche Winkel bilden mit der Strahlenrichtung. Bei der Messung von ψ wird auf gleiche Helligkeit der beiden an die Berührungskante grenzenden schmalen Streifen eingestellt.

Der Schmelzofen für das Metall ist durch einen Wassermantel geschützt; das Metall befindet sich in einem nach oben offenen Kegel von ungefähr 6 cm Durchmesser und etwa 2 cm Höhe, um den die Heizspirale aus Nickelchromdraht von 8 m Länge gewunden ist, durch Asbest gegen Abkühlung nach außen gehörig gesichert. Der Lichtzutritt auf die Metallfläche und die Beobachtung erfolgt durch je ein Glasfenster; das flüssige Metall im Kegel wird durch einen durch eine Dichtung hindurch frei beweglichen Schaumlöffel von ähnlicher Gestalt wie der Kegel (aber mit einer Öffnung, durch die hindurch nachher die Abfälle in einen Wasserbecher, auf dem das ganze Heizgefäß steht, beim Abheben des Löffels fallen können) umgerührt und von Oberflächenschichten befreit. Bezüglich weiterer Einzelheiten der Versuchsanordnung muß auf S. 466—470 der Arbeit selbst verwiesen werden. Das Reflexionsvermögen R für senkrechten Einfall wird aus den für senkrechten Einfall gültigen ν und κ mittels der bekannten Beziehung berechnet:

$$R = \frac{\nu^2 + \kappa^2 + 1 - 2\nu}{\nu^2 + \kappa^2 + 1 + 2\nu}.$$

us den Tabellen (S. 471—476), welche für die eingangs genannten Metalle als Versuchsergebnisse die Zahlenwerte von Φ , ψ , Δ , $-(\nu^2 - \kappa^2)$, $2\nu\kappa$, ν , κ , R enthalten für 79μ , 546μ , 404μ , seien im folgenden nur die Mittelwerte von ν , κ und R (in Prozenten) für 579μ und 546μ wiedergegeben, da nach der Angabe des Verf. die Beobachtungen für 404μ nicht so sicher wie die anderen sind.

Wismut—Blei.

	ν	κ	R	ν	κ	R	ν	κ	R
roz. Blei .		0			6			19	
79 μ . . .	2,48	3,97	64,4	2,52	4,00	64,5	2,48	4,03	65,0
46 μ . . .	2,35	3,84	63,8	2,35	3,87	64,1	2,35	3,86	64,1
roz. Blei .		26,4			48			61	
79 μ . . .	2,57	4,09	65,2	2,56	4,20	65,7	2,55	4,26	66,8
46 μ . . .	2,44	4,10	65,9	2,24	3,96	65,2	2,34	4,18	67,3
roz. Blei .		75			86			100 (also reines Blei)	
79 μ . . .	2,62	4,37	67,4	2,50	4,48	69,0	2,56	4,53	69,2
46 μ . . .	2,32	4,28	68,4	2,33	4,37	66,1	2,42	4,46	69,5

Cadmium—Blei.

	ν	κ	R	ν	κ	R	ν	κ	R
roz. Blei .		0			12			22	
79 μ . . .	0,82	5,14	89,8	1,00	5,11	86,7	1,43	5,02	81,6
46 μ . . .	0,76	4,87	88,6	0,90	4,79	86,4	1,14	4,78	83,4
roz. Blei .		33,5			52,5			64	
79 μ . . .	1,69	5,03	79,3	1,86	4,90	76,2	1,99	4,79	75,0
46 μ . . .	1,58	4,86	79,0	1,72	4,71	76,7	1,92	4,46	72,9
roz. Blei .		76			79,5			Bei 64 Proz. und 546 μ hat der Berichterstat- ter $R = 72,9$ errechnet statt des im Original gegebenen $R = 72,2$.	
79 μ . . .	2,21	4,62	72,0	2,21	4,53	71,2			
46 μ . . .	2,04	4,44	71,1	2,05	4,42	71,6			

Zinn—Blei.

	ν	κ	R	ν	κ	R	ν	κ	R
roz. Blei .		0			7			21	
79 μ . . .	1,77	5,47	81,1	1,89	5,32	79,3	1,89	5,37	79,7
46 μ . . .	1,73	5,34	80,8	1,70	5,18	80,3	1,83	5,05	78,1
roz. Blei .		37,5			62			85,5	
79 μ . . .	2,03	5,09	76,9	2,20	4,85	73,9	2,24	4,78	73,1
46 μ . . .	1,91	4,81	75,9	2,04	4,62	73,3	2,00	4,60	73,5
	Wismut			Wismut-Quecksilber von etwa 40 Proz. Quecksilber			Quecksilber nach W. Meier		
79 μ . . .	2,48	3,97	64,4	2,38	4,00	67,7	1,62	4,39	75,3
46 μ . . .	2,35	3,84	63,8	2,24	3,99	66,1	1,48	4,17	74,9

u den Beobachtungen an Zinn-Blei-Legierungen wird bemerkt, daß bei reinem Zinn und zinnreichen Legierungen nach zwei oder drei Ablesungen die Flüssigkeitsoberfläche erneuert werden muß, um die Oberflächenschicht, die sich trotz dem Wasserstoffstrom bildet, zu beseitigen. Die Beobachtungen für die Wismut-Quecksilberlegierung sind verhältnismäßig ungenau. Die Werte für ν und κ bei Wismut-Blei, Cadmium-Blei und Zinn-Blei sind auf 3 bis 4 Proz. genau, im Gegensatz zu der eingangs erwähnten großen Ungenauigkeit, die bei festen Legierungen und festen Metallen Beobachtungszähler zwischen 10 und 30 Proz. zur Folge haben kann.

Es wird untersucht, inwieweit diese Beobachtungen an geschmolzenen Metallen mit der bekannten Drudeschen Elektronentheorie der Metalle vereinbar sind, deren Anfänge in der Drudeschen Arbeit „Zur Ionentheorie der Metalle“ (Phys. ZS. 1, 16—165, 1900) niedergelegt sind und deren Ausbau im zweiten Teil (S. 936—961) der grundlegenden Drudeschen Arbeit „Optische Eigenschaften und Elektronentheorie“ (Ann. d. Phys. (4) 14, 677—725, 936—961, 1904) enthalten ist. Die bekannten Drudeschen Gleichungen werden durch eine einfache Umformung auf die Form gebracht:

$$\nu^3 - \kappa^3 = 2,5 - \frac{4\pi N e^3}{\omega^3 + W^3} \quad (5)$$

und

$$2\nu\kappa = 4\pi \frac{W}{\omega} \frac{N e^3}{\omega^3 + W^3} \quad (6)$$

Das erste Glied (2,5) der rechten Seite von Gl. (5) ist als Näherung für den Ausdruck

$$1 + \sum \frac{\vartheta'_h}{1 - \left(\frac{\tau_h}{\tau}\right)^2}$$

gesetzt worden, in dem die Summe Σ den Einfluß der gebundenen

Elektronen darstellt und streng genommen von der Periode $2\pi\tau$ des Lichtes abhängt. Der Berichterstatter möchte hier darauf hinweisen, daß schon Drude genau so vorgegangen ist, indem er (S. 945) bemerkt, daß man q etwa zu 2 bis 3 annehmen kann und schließlich (S. 945, 948) $q = 3$ annimmt. ω ist das 2π -fache der Frequenz des Lichtes. $W = \frac{N e^3}{\sigma m}$, wobei σ die elektrische Leitfähigkeit, N die Anzahl der

freien (Leitungs-) Elektronen im cm^3 des Metalls bzw. der Legierung, m die Masse (9×10^{-28} g) und e die Ladung ($4,77 \times 10^{-10}$ elektrost. Einheiten) eines Elektrons ist. Die beobachteten Werte $2\nu\kappa$ und $(\nu^3 - \kappa^3)$ werden für die drei Wellenlängen graphisch dargestellt mit dem Bleiprozentgehalt als Abszisse. (In den Tabellen heißt es lediglich „per cent lead“, während in den Abbildungen die Bezeichnung „Atomic per cent of lead“ gewählt ist.) Auf die gleichen Abszissen bezogen werden die aus

$$\frac{N e^3}{m} = - \frac{\omega^3 (\nu^3 - \kappa^3 - 2,5)^2 - (2\nu\kappa)^2}{4\pi (\nu^3 - \kappa^3 - 2,5)}$$

und

$$W = - \frac{\omega 2\nu\kappa}{(\nu^3 - \kappa^3 - 2,5)}$$

berechneten Zahlen $\frac{N e^3}{m}$ und W . Es zeigt sich, daß für ein und dieselbe Zusammensetzung der Legierung $\frac{N e^3}{m}$ und W im großen und ganzen von der Wellenlänge (bzw. von der Frequenz $\omega/2\pi$) unabhängig sind (Tab. V, S. 476—477), und daß die Kurven für $\frac{N e^3}{m}$ und für W gerade Linien sind. Die gegen den Punkt 100 hin (also nach dem reinen Blei zu) übrig bleibenden Abweichungen von der Geradlinigkeit werden erörtert, wobei darauf hingewiesen wird, daß auch bei der Darstellung der aus elektrischen Messungen unmittelbar erhaltenen Zahlen für $1/\sigma$ ähnliche Abweichungen vorkommen. Während für die Metalle in festem Zustande der aus den optischen Messungen mittelst der Gleichung $\frac{1}{\sigma} = \frac{W m}{N e^3}$ berechnete spezifische Widerstand mit dem aus elektrischen Messungen erhaltenen $1/\sigma$ schlecht übereinstimmen, geht aus der Tabelle VI, welche für Wismut, Blei, Cadmium, Zinn und Quecksilber einige

aus den optischen Beobachtungen vom Verf. berechnete Elektronenkonstanten für den flüssigen Zustand enthält, hervor, daß der „optische“ und der elektrische spezifische Widerstand recht gut miteinander übereinstimmen. Das Verhältnis beider ist der Reihe nach für diese Metalle 0,95; 0,96; 0,98; 1,04; 0,93. Außerdem ist die vom Verf. berechnete Anzahl der (freien) Leitungselektronen pro Atom für den flüssigen Zustand:

Bi: 5,1; Pb: 5,1; Cd: 2,4; Sn: 4,1; Hg: 2,5.

Es sei hier noch der Hinweis des Berichterstatters hinzugefügt, daß auf S. 947 der vorhin genannten Drudeschen Arbeit von Drude folgende Zahlen für den festen Zustand berechnet wurden:

Bi: 3,66; Pb: 3,27; Cd: 2,5; Sn: 3,73; Hg: 3,39

Wobei ist $q = 1 + \sum \frac{\vartheta'_h}{1 - \left(\frac{\tau_h}{\tau}\right)^2}$ zu 3,0 angenommen worden], und daß W. Meier

Ann. d. Phys. (4) **31**, 1017—1049, 1910] für Quecksilber seine für mehr als drei Wellenlängen ausgeführten Dispersionsmessungen bei Quecksilber (S. 1045—1046) im Gegensatz zu allen anderen Metallen lediglich durch die Wirkung der freien Elektronen (also mit der die Wirkung der gebundenen Elektronen kennzeichnenden Größe $q = 1$) darstellen konnte.

Am Schlusse erwähnt der Verfasser noch, daß der kleine Temperaturbereich und die Genauigkeitsgrenze der Messungen die Erkennung eines Temperaturkoeffizienten der optischen Werte ν und κ nicht ermöglichte.

H. ERFLE.

Carl Barus. Methods in Reversed and Non-reversed Spectrum Interferometry (continued). Sill. Journ. (4) **43**, 145—162, 1917. Weißes Licht eines Kollimators wird zur Hälfte durch ein Prisma, zur Hälfte durch ein anderes Prisma gebrochen und die beiden Spektren mittels mehrfacher Spiegelungen wieder vereinigt. Es entstehen Interferenzen. Die Versuchsanordnung wird mannigfaltig variiert, auch mit Zuluftnahme von Gittern. Es möge besonders noch eine Anordnung hervorgehoben werden, bei der vermittelt zwei Gitter, zweier Spiegel und eines Spektroskops ein Interferometer entsteht, das unabhängig von der Wellenlänge λ ist. Ohne Figuren kann im Referat auf Einzelheiten schwer eingegangen werden.

GEHRCKE.

Louis Besson. Sur les halos extraordinaires. C. R. **170**, 334—336, 1920. Außer den Halos von 22° und 46° Radius sind solche von anderer Radiusgröße beobachtet worden. Aus einer Zusammenstellung der Beobachtungen lassen sich als gut bestimmt angeben die Halos von van Buijsen (8° 30'), von Rankin (17° 30'), von Busney (19°) und von Scheiner (28°). Die Angaben von Dutheil (24°) und von Feuillée (22 bis 35°) sind unsicher. Die außergewöhnlichen Halos können zur Feststellung der Form der Schneekriställchen benutzt werden, deren unmittelbare Bestimmung noch fehlt.

SCHULZ.

Chandrade Nath Ghosh. On the Colours of the Striae in Mica, and the Radiation from Laminar Diffracting Boundaries. Proc. Roy. Soc. London (A) **96**, 257—266, 1919. Die Erscheinungen, mit welchen sich die vorliegende Veröffentlichung beschäftigt, sind schon in der Nature (14. Nov. 1918) von C. V. Raman und dem Verf. kurz beschrieben worden (mit einer Anmerkung von Lord Rayleigh). Auf Anregung von C. V. Raman hat nunmehr Ghosh die damaligen vorläufigen Beobachtungen durch eine eingehende Untersuchung ergänzt. Die Versuchsanordnung ist die folgende: Der durch weißes Licht (100kerzige Glühlampe) beleuchtete Spalt S wird durch ein chromatisches Linsensystem L nach S' abgebildet. Unmittelbar vor der Linse L wird ein optisch gutes Glimmerblättchen eingeschaltet, das die ganze Öffnung von L

bedeckt. Am Ort des Spaltbildes S' kann eine Messerschneide K angebracht und dadurch die Streifen auf der Glimmerplatte — die, wie die vorliegende Untersuchung gezeigt hat, Grenzlinien zwischen Schichten verschiedener Dicke darstellen — nach der bekannten auch sonst zur Untersuchung der Bildvollkommenheit optischer Systeme angewandten Foucaultschen Messerschneidenmethode untersucht werden. Zur bequemeren Beobachtung wird ein unmittelbar hinter K folgendes Fernrohr auf die Ebene MM des Glimmerblättchens eingestellt. Die Erscheinung ist am deutlichsten, wenn der zu beobachtende Streifen dem Spalt S ungefähr parallel verläuft. Die verschiedenen Streifen zeigen verschiedene Farben und ändern auch ihre Farbe, wenn die Glimmerplatte MM um eine senkrecht zur Ebene $SMMK$ stehende Achse gekippt wird.

In § 2 wird zunächst die Natur dieser Streifen aufgeklärt durch Beobachtung der Haidingerschen Ringe an den verschiedenen Stellen des Glimmerblättchens. Die Ringe ändern ihre Größe und Form beim Übergang über einen solchen Streifen. Die Dicken zu beiden Seiten eines Streifens werden mittels des Jaminschen Interferometers bestimmt; größere Dickenunterschiede rufen bekanntlich im weißen Licht zwischen gekreuzten Nicols verschiedene Farben zu beiden Seiten einer solchen Linie hervor, die die Grenze zwischen zwei Stellen verschiedener Dicke bildet.

In § 3 (Laminar Diffraction and the Colours Observed in the Foucault Test) wird gezeigt, daß für weißes Licht die Farbe, die ein solcher Streifen bei Beobachtung mittels der Messerschneidenmethode ergibt, komplementär ist zu der Farbe des Spaltbildes in dem Beugungsbilde des Streifens. Für eine bestimmte Wellenlänge erscheint dementsprechend der Streifen bei der Foucault-Probe dunkel, wenn die Mitte seines Beugungsbildes hell ist, und umgekehrt. Die Farben sind ohne weitere Hilfsmittel nur zu beobachten, wenn die gegenseitige Phasendifferenz der beiden Seiten des Streifens nur einige Wellenlängen beträgt; im anderen Falle muß in der üblichen Weise ein Spektrum erzeugt werden, um zu erkennen, welche Farben gerade ausgelöscht werden.

In § 4 werden Versuche beschrieben, die Erscheinungen, die an Glimmerblättchen infolge der bei der Spaltung entstehenden Dickenungleichheit zu beobachten sind, auch an Glasplatten künstlich zu erzeugen durch Wegätzung einer dünnen Schicht auf einem Teil der Glasplatte oder auch durch Anbringung eines dünnen Häutchens aus Kollodium oder Celluloid auf einem Teil der Glasplatte. Im allgemeinen gelang es dabei nicht, eine gefärbte Grenzlinie zu erzeugen, da der Übergang von einer Dicke zur anderen zu allmählich erfolgt. Sowohl beim Beugungsbild als auch bei der Messerschneidenmethode ist in diesem Falle keine Symmetrie in bezug auf die Grenzlinie vorhanden. Es wird noch darauf hingewiesen, daß es eine dankenswerte Aufgabe wäre, die Abhängigkeit der Lage und der Helligkeit des Beugungsbildes von der Art des an der Grenzschicht stattfindenden Überganges zu untersuchen.

In § 5 wird das Spaltbild statt durch die übliche Messerschneide durch eine kleine Blende auf der Achse aufgefangen, so daß also das durch eine Grenzlinie des Glimmerblättchens gebeugte Licht ähnlich wie bei den Untersuchungen von S. Banerji (dies. Ber. 1, 106, 1920) durch diese Blende nochmals gebeugt wird. Die Grenzlinie erscheint doppelt und farbig mit einer schwarzen Linie in der Mitte.

In § 6 wird zunächst erwähnt, daß eine strenge Theorie der Beugung durch eine solche Grenzlinie zwischen zwei dünnen Blättchen sehr verwickelt würde. Für die Beobachtung dieser Grenzlinie nach der Messerschneidenmethode wird zunächst eine einfache Möglichkeit der theoretischen Darstellung — bei Phasendifferenzen von wenigen Wellenlängen — im Anschluß an die Fresnel-Kirchhoffsche Behandlung der Beugungserscheinungen erörtert, sodann auf die strengere Behandlung, wie sie Rayleigh

il. Mag. Februar 1917) gegeben hat, kurz eingegangen. Die Farbe, in der eincher Grenzstreifen erscheint, kann in ähnlicher Weise mittels des Maxwellschen rbendreiecks berechnet werden, wie Rayleigh die Interferenzfarben dünner Blätt-n berechnet hat (Rayleigh, Scientific Papers, Vol. 2, 498—510).

§ 7 wird diese Theorie experimentell geprüft und bestätigt. Auch ein in Wasser tauchtes Glimmerblättchen wird untersucht und dabei beispielsweise gefunden, daß e Grenzlinie dieses Glimmerblättchens, die in Luft noch weiß erschien, im Wasser big erscheint, da dann der Phasenunterschied von $(\mu - 1)e$ gesunken ist auf $-\mu'e$. Auch der Einfluß der Kippung des Glimmerblättchens auf die Farbe eines enzstreifens ergibt Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung.

ist beabsichtigt, die Untersuchungen sobald als möglich fortzusetzen, besonders bezug auf die Farbe und den Polarisationszustand des unter größerem Winkel an r Grenzlinie gebeugten Lichtes; außerdem soll später eine genauere Untersuchung r unsymmetrischen Beugungsfiguren (siehe auch § 4) folgen. H. ERFLE.

Bruhat. Recherches sur la dispersion rotatoire anormale. Ann. de phys. (9) 13, —48, 1920. Im ersten Teil der Arbeit wird der Einfluß der Größe von Ein- und trittsspalt im Monochromator, sowie der Blenden im Polarimeter auf die Helligkeit d Farbenreinheit im Gesichtsfeld untersucht. Dieser Teil der Arbeit enthält keine essentially neuen Gesichtspunkte und Ergebnisse. Im zweiten Teile der Arbeit werden essungen der anomalen Rotationsdispersion und des zirkularen Dichroismus in der achbarschaft von Absorptionsbanden einiger farbiger weinsaurer Salze mitgeteilt. n zeigt sich, daß bei diesen Salzen sowohl die Natansonsche Regel erfüllt ist, nach elcher die Anomalie in der Rotationsdispersion auf der nach Rot gelegenen Seite r Absorptionsbande denselben, auf der nach Violett gelegenen Seite entgegen- setzten Sinn hat wie der zirkulare Dichroismus, als auch daß sich eine vom Verf. on früher vertretene Ansicht außerordentlich gut bestätigt findet, der zufolge das tationsmaximum an der roten Seite der Absorptionsbande sich von dem Rotations- inimum an der violetten Seite der Absorptionsbande um einen Betrag unterscheidet, r merklich gleich ist der maximalen Elliptizität im Innern der Absorptionsbande. ühere, an den gleichen Salzen nicht unter so hoher spektraler Reinheit ausgeführte essungen hatten diese Zusammenhänge entweder gar nicht oder nur in beschränktem aße hervortreten lassen. M. BEREK.

Arthur S. King and Edna Carter. Preliminary observations of the spectra of calcium and iron when produced by cathodo-luminescence. S.-A. Astrophys. Journ. 44, 21 —28, 1916. Die Verf. untersuchen die durch Kathodenstrahlen erregten Spektren s Calcium- und Eisendampfes mit Hilfe einer Vakuumröhre, in der die Metalle arch ein von oben her auffallendes intensives Kathodenstrahlbündel zur Verdampfung bracht werden, während die Anode seitlich angeordnet ist. Der aufsteigende Metall- mpf wird von den Kathodenstrahlen zur Emission angeregt, und sein Licht in wa 1 cm Höhe oberhalb der dampfbildenden Antikathode durch ein Quarzfenster ndurch in einen Spektrographen konzentriert. Die bisher dabei erhaltenen Resultate ssen sich wie folgt zusammenfassen.

calcium. Das Lumineszenzspektrum des Calciums besteht aus Linien, die auch im genspektrum auftreten, jedoch in anderen Intensitätsverhältnissen, wie aus Tab. 1 rvorgeht. Neue, bisher unbekannte Linien konnten nicht aufgefunden werden. Die ößte Intensität zeigen die Einzellinien-Serien; ihnen folgen die Paar-Serien, während e Triplet-Serien nur relativ schwach herausgekommen sind.

isen. Die beobachteten Eisenlinien stellen, wie aus Tab. 2 hervorgeht, die stärksten r bei den üblichen Erregungsarten zur Erscheinung gelangenden Linien dar.

Tab. 1.
Lumineszenzspektrum des Calciums.

λ (Exner und Haschek)	Bogen- spektrum in Luft	Lumineszenz- spektrum	Serien- zugehörig- keit ¹⁾
3179,50	1	1	P_1
3181,43	Spuren	Spuren	P_1
3350,25	2	—	T_1
3361,95	4	—	T_1
3624,19	4	—	T_1
3630,87	8	2	T_1
3644,53	15	4	T_1
3706,18	1	4	P_2
3737,06	2	8	P_2
3933,81	80	40	PH
3949,10	1	—	T_2
3957,22	4	Spuren	T_2
3968,63	60	30	PH
3973,91	6	2	T_2
4093,00	1	—	t
4095,30	2	—	t
4098,9	4	—	t
4108,60	Spuren	4	SL_3
4226,90	100 R	400	SL_1
4240,61	1	4	SL_2
4283,20	15	—	p
4289,50	15	—	T
4299,18	10	—	T
4302,70	20	1	p
4307,90	15	—	—
4318,80	15	—	T
4355,50	2	7	SL_3
4425,60	20	3	T_1
4435,17	30	8	T_1
4435,88	8	1	T_1
4455,00	40	15	T_1
4456,10	10	1	T_1
4527,35	3	8	SL_2
4578,88	3	—	t
4581,77	6	1	t
4586,22	8	2	t
4635,35	Spuren	5	—
4878,38	3	4	SL_3
5041,83	1	1	SL_2

Tab. 2. Lumineszenz-
spektrum des Eisens.

λ (Rowland)	Intensität
3440,762	} 4
3441,155	
3570,273	3
3581,349	10
3609,008	1
3618,919	1
3631,605	1
3647,988	1
3680,069	Spuren
3687,610	"
3705,708	1
3720,084	20
3722,729	1
3727,778	Spuren
3735,014	7
3737,281	12
3745,717	8
3748,408	4
3749,631	4
3758,375	2
3763,945	1
3767,341	Spuren
3813,100	"
3815,987	1
3820,586	4
3824,591	2
3826,027	2
3834,364	1
3840,580	Spuren
3856,524	3
3860,055	15
3878,720	2
3886,434	5
3920,410	1
3923,054	1
3928,075	1
3930,450	1
4045,975	1
4308,081	Spuren
4325,939	"
4383,720	2
4404,927	Spuren

¹⁾ In der von Saunders (Astrophys. Journ. 32, 154, 1910) eingeführten Bezeichnungswiese.
HARRY SCHMIDT

L. Bowen. Abnormal Birefringence of Torbernite. *Sill. Journ.* **48**, 195—198, 1919. Torbernit (Kupferuranit) hat einen Brechungsindex von 1,62 bei schwach positiver Doppelbrechung. Die Abscheidung von Kristallwasser geht sehr leicht vor sich und verursacht erhebliche Änderungen des optischen Verhaltens. Die bisherigen Angaben sagen, daß Torbernit eine negative Doppelbrechung bei Hauptbrechungsindices von 1,592 und 1,582 aufweist. Die genauere Untersuchung des Kristallpulvers in Immersionsflüssigkeiten unter dem Mikroskop ergab Isotropie für 515μ , schwache positive Doppelbrechung für das rote, schwach negative für das blaue. Die Dispersion des ordentlichen Strahles ist größer wie die des außerordentlichen. SCHULZ.

P. Hyde, W. E. Forsythe and F. E. Cady. On the distribution of energy in the visible spectrum of an acetylene flame. *Phys. Rev.* (2) **14**, 379—388, 1919. Nach früheren Versuchen von Coblenz unterscheidet sich die Emissionskurve eines Acetylenbrenners so stark von der Spektralverteilung des schwarzen Körpers, daß Farbgleichheit bei keiner Temperatur zu erreichen sein dürfte. Von seiten der Verf. wurde ein Vergleich zwischen zwei Acetylenflammen (Eastman standard und Crescent Acro) mit Wolframfadenlampen veranlaßt, deren Farbtemperaturen in Abhängigkeit von der Spannung genau bekannt waren. Die zu einer bestimmten Spannung gehörige Farbtemperatur ist diejenige Temperatur eines schwarzen Körpers, bei der dessen Strahlung die gleiche Farbe hat, wie die der Wolframlampe. Für die zylindrische Flamme des Eastman-Brenners ist die Strahlungsverteilung innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmend mit der Emission eines schwarzen Körpers von $2360 \pm 10^\circ$; für den zweiten Acetylenbrenner lag die Temperatur 75° höher. Im Rot jenseits $0,7\mu$ ist die Strahlung der Acetylenflamme intensiver als die des schwarzen Körpers. Druckänderung von 7,5 bis 9 cm bewirkte keine wesentliche Änderung, wohl aber Beimischung von Luft. Durch Benutzung einer schwach blauen Glasscheibe wurde festgestellt, daß relative Unterschiede von 3,8 Proz. in der Verteilung der Energie zwischen 0,48 und $0,72\mu$ die Fehlergrenze bei der Farbvergleichsmethode darstellen. Die Helligkeitstemperatur für $0,665\mu$ wurde mit 1728° bestimmt. SCHULZ.

John W. Nicholson. Energy distribution in spectra. A Lecture delivered at the Royal Institution, May 2, 1919. *Chem. News* **119**, 217—218, 226—228, 1919. Vor dem Spektrographenspalt ist ein neutral gefärbter Glaskeil angebracht, auf den ein zweiter, durchsichtiger so gekittet ist, daß eine planparallele Glasplatte gebildet wird. Je nach der Intensität einer Linie erscheint sie auf der lichtempfindlichen Platte länger oder kürzer; die obere Grenzlinie eines Spektrums gibt so ein objektives Bild der Intensitätsverteilung in ihm, welches photographisch vergrößert werden kann. Um persönliche Fehler bei der Abschätzung jener Grenzlinie zu vermeiden, wird bei der Vergrößerung ein Rasterschirm benutzt, so daß das ganze Bild aus kleinen Punkten zusammengesetzt ist und man nur die noch eben sichtbaren Punkte aufzusuchen hat. Dieses Verfahren wurde zunächst auf die Untersuchung der bei kondensierter Entladung erhaltenen Wasserstofflinien angewandt. Es zeigte sich aus der keilförmigen, mit Schlingen behafteten Form der Grenzlinie, daß die bekannte Verbreiterung durch das Auftreten neuer Komponenten bei Einschaltung des Kondensators hervorgerufen wird; bei der Linie H_α stimmte der Abstand der beiden Komponenten mit dem durch das elektrische Feld hervorgerufenen überein. Auch bei den Spektren von Helium und Lithium entsprechen die Ergebnisse den von Stark im elektrischen Felde gefundenen. Bei gewöhnlicher, unkondensierter Entladung und niedrigem Druck waren die Grenzlinien sehr genaue Parabeln, wodurch gezeigt ist, daß die wahrscheinliche Geschwindigkeitsverteilung allein die Breite der Linien bestimmt. Weiter lassen sich

unter Verwendung eines Apparates von großem Auflösungsvermögen, einer Lummer-Gehrckeschen Platte, die Abstände sehr naher Linien auf etwa $0,001 \text{ \AA.-E.}$ genau messen; derjenige der Komponenten von H_β ergab sich zu $0,030 \text{ \AA.-E.}$ Indem neben dem untersuchten Spektrum das des schwarzen Körpers bei einer bestimmten Temperatur, dessen Energieverteilung durch das Wiensche Gesetz ja bekannt ist, auf derselben Platte festgehalten wird, ist die Energieverteilung für jenes genau bestimmt; statt des Spektrums des schwarzen Körpers kann das unter bestimmten, leicht reproduzierbaren Bedingungen aufgenommene nach jenem kalibrierte Spektrum des Heliums als Bezugsspektrum verwendet werden. Von vielen weiteren nach dem angegebenen Verfahren gemachten Beobachtungen wird noch über den Einfluß von zugemischten fremden Gasen auf das Spektrum des Wasserstoffs berichtet. Im allgemeinen verursacht die Beimischung von Helium oder Neon eine Verstärkung der Linien kleinerer Wellenlänge auf Kosten derjenigen größerer, also eine Verschiebung der Energie nach der mehr brechbaren Seite hin. Zum Schluß wird auf die Bedeutung des neuen Verfahrens für die Astrophysik hingewiesen.

LEVY.

C. G. Abbot. A new method of determining the solar constant of radiation. Proc. Nat. Acad. 6, 4—7, 1920. Zur Bestimmung der „Solarkonstanten“ muß die Messung der Intensität der Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche unter solchen Bedingungen vorgenommen werden, daß die Intensität außerhalb der Erdatmosphäre berechnet werden kann. Hierzu dient meist die Langley'sche Methode der gleichzeitigen Messung der Gesamtstrahlung und der spektralen Energieverteilung. Die letztere spektrolometrische Messung zur Erkennung selektiver Absorptionen dauert Stunden, während derer sich nicht nur die atmosphärischen Verhältnisse ändern können, sondern wahrscheinlich auch die Gesamtstrahlung der Sonne nicht konstant bleibt. Aus letzterem Grunde sind auch Mittelwertbildungen über mehrere Tage nicht möglich, da eine Trennung zwischen Sonnenschwankungen und Wetter- (Atmosphären-)schwankungen nicht möglich scheint. Die Solarkonstante ist so nur auf einige Prozente zu bestimmen, die sichere Entscheidung über die Existenz von Sonnenstrahlungsschwankungen unmöglich.

Die neue Methode beruht auf der gleichzeitigen Messung der Helligkeit des Himmels, welche als relatives Maß für die atmosphärische Durchlässigkeit genommen wird, da sie mit zunehmender Dunstigkeit, also abnehmender Durchlässigkeit, steigt. Zu ihrer Messung wird ein neues (nicht beschriebenes) Instrument, das Pyranometer, benutzt. Aus zahlreichen Beobachtungen und Berechnungen wurde eine charakteristische Größe F gefunden: die Helligkeit des Himmels dividiert durch Q/Q_{sc} ; hierin bedeutet Q/Q_{sc} das Verhältnis vom Maximum zum Minimum des ultraroten, von Langley $Q_{\sigma\sigma}$ genannten Absorptionsgebietes, welches nur vom Wasserdampfgehalt abhängt, daher allein zur Charakterisierung der atmosphärischen Durchlässigkeit wegen Vernachlässigung des Einflusses des terrestrischen und extraterrestrischen Staubes nicht genügt. Die Abhängigkeit der atmosphärischen Durchlässigkeit von der Größe F wird für alle Farben ein für allemal bestimmt, und steht so zur Korrektur der Gesamtstrahlungsmessungen nach nur gleichzeitiger Bestimmung der Himmelhelligkeit und Q/Q_{sc} zur Verfügung.

Als Vorteile der neuen Methode werden angegeben: größere Genauigkeit (1 Proz.), Anwendungsmöglichkeit auch bei wechselnden atmosphärischen Verhältnissen, Möglichkeit, mehrere voneinander unabhängige Messungen an einem Tage ausführen zu können.

GERLACH.

Arthur S. King. Absorption Effects with the Electric Furnace as Related to Temperature Classification. Abstract of a paper presented at the Pasadena meeting of

American Physical Society, June 19, 1919. Phys. Rev. (2) **14**, 270, 1919. Verf. macht eine Reihe von Versuchen über Absorptionsspektren metallischer Dämpfe in einem Widerstandsofen mit Graphitstopfen. Untersucht wird an verschiedenen Spektrallinien die Absorption in Abhängigkeit von der Temperatur und Wellenlänge, und wird das Absorptionsspektrum verglichen mit dem Emissionsspektrum im gleichen Bereich bei verschiedenen Temperaturen. Es ergibt sich eine enge Beziehung zwischen der Absorption einer Spektrallinie und der Temperaturklasse, der sie zugeordnet werden kann (vgl. A. S. King, Astrophys. Journ. **48**, 13, 1919). HOFFMANN.

Bruninghaus. Sur les conditions d'excitation de fluorescence. C. R. **169**, 531—534, 1919. In der Absicht, zur Lösung der an den Nachweis des Vorhandenseins eines Fluoreszenzoptimums sich anschließenden Probleme beizutragen, hat der Verf. an Lösungen organischer Farbstoffe den Einfluß der Dicke der Flüssigkeitsschicht auf das Optimum untersucht und gefunden, daß dieser Einfluß sehr bedeutend ist. In dem System Fluorescein—Wasser z. B. sinkt die Optimumkonzentration von dem Werte 10^{-3} auf den Wert 10^{-5} , wenn die Dicke der emittierenden Flüssigkeitsschicht von 10^{-2} auf 50 mm wächst. Sonach wächst das Fluoreszenzvermögen, d. h. die in 1 g der fluoreszierenden Substanz ausgesandte Lichtmenge mit der Verdünnung. Danach ist zu erwarten, daß jeder Abänderung, welche bewirkt, daß die Erregung auf ein größeres Volumen verteilt wird, eine stärkere Gesamtemission entspricht. Daraus hat der Verf. dann die Ansicht hergeleitet, daß das Erregungsvermögen einer Strahlung, d. h. die Lichtmenge, die sie pro Einheit der einfallenden Strahlung erregen kann, nicht, wie man gewöhnlich annimmt, seinen Maximalwert erreicht, wenn diese Strahlung dem Absorptionsmaximum entspricht. Läßt man auf die wässrige Lösung von Fluorescein, deren Konzentration von der Größenordnung 10^{-4} ist, nacheinander die Teile des Spektrums einwirken, so rufen die sehr stark absorbierten Strahlen von der Wellenlänge 4900 Å.-E. ungefähr eine nur oberflächliche Erregung hervor, während die beiderseits von dieser Wellenlänge liegenden Strahlen in dem Maße tiefer in die Flüssigkeit eindringen, wie sie sich von dem Absorptionsmaximum entfernen. Die Lichtemission findet nicht mehr nur oberflächlich statt, sondern geht von einem Flüssigkeitsvolumen aus, wobei die Intensität der Fluoreszenz anscheinend nicht geringer wird. Der Verf. hat ein in der Abhandlung nicht näher beschriebenes Mikroskop konstruiert, mittels dessen man das ausgestrahlte Licht unabhängig von der Gestalt und den Dimensionen der fluoreszierenden Schicht integrieren und die Änderung der Intensität des Lichtes, welches unter der Wirkung der verschiedenen Strahlen zwischen dem Absorptionsmaximum und dem Orange gelegenen erregenden Strahlen ausgesandt wird, verfolgen kann. Die mittels dieses Apparates gewonnenen Resultate bestätigen den Schluß, daß das Erregungsvermögen der Lichtstrahlen von dem Absorptionsmaximum aus wächst. Ob dieses Wachstum eine Grenze erreicht, ist schwer zu sagen, weil man bald (im Grün gelb) zu Strahlen gelangt, für welche die Flüssigkeit so durchsichtig ist, daß ein Trog von einigen Metern Länge notwendig wäre, um die gesamte ausgestrahlte Lichtmenge messen zu können. Dagegen hält der Verf. den Nachweis für erbracht, daß das Erregungsvermögen sein Maximum nicht in der Nähe des Maximums der Fluoreszenzbande ($\lambda \sim 5250$) erreicht, sondern noch jenseits dieser Wellenlänge wächst. Die Zunahme des Erregungsvermögens von den blauen bis zu den roten Strahlen scheint also nicht daher zu rühren, daß sich die erregende Strahlung mit wachsender Wellenlänge mehr und mehr den Bedingungen für die Resonanz mit der erregten Strahlung nähert, vielmehr erreicht das Erregungsvermögen einen konstanten Wert da, wo die Flüssigkeit den höchsten Grad von Durchsichtigkeit erreicht, die erregende Strahlung aufweist. Man kann den paradoxen Satz aussprechen,

daß innerhalb der Grenzen der Absorptionsbande eine Strahlung die Fluoreszenz um so besser erregt, je weniger sie absorbiert wird. Bei konstanter Energie der einfallenden Strahlung gewinnt man an Energie der erregten Strahlung, wenn die Erregung in einem großen Volumen erfolgt; bei gegebener Konzentration ist der Betrag an wiedergewonnener Energie größer, wenn eine große Zahl von Molekülen schwach, als wenn man eine kleinere Zahl heftig erregt. BÖTTGER

R. J. Strutt. A Study of the Line Spectrum of Sodium as Excited by Fluorescence. Proc. Roy. Soc. London (A) 96, 272—286, 1919. Der Fortschritt gegen die Untersuchungen von Wood und von Dunoyer beruht auf der Verwendung der „Natriumdampfampe“, die helle Natriumlinien fast ohne Selbstumkehr liefert. Sie ist aus einem Quarzrohr hergestellt, das dauernd an der Pumpe liegt und in das eine Eisen- und eine Wolframelektrode (letztere als Anode) mittels Gummischläuchen vakuumdicht eingesetzt wird. Die Eisenkathode ist mit Natrium bedeckt, das für Dauerbetrieb bei 200 Volt und 2,5 Amp. schwach erhitzt werden muß. Auch dann wird der Quarz allmählich angegriffen, die Bräunung läßt sich leicht mit verdünnter Flußsäure beseitigen. Zur Entfernung der Selbstumkehr der *D*-Linien wird die Lampe in ein schwaches Magnetfeld gebracht, das die leuchtende Strombahn nahe an die Wand des Quarzrohres drängt. Ein evakuierter, mit Natriumdampf mäßiger Temperatur erfüllter großer Kolben zeigt weithin sichtbare gelbe Fluoreszenz, wenn er mit der Natriumdampfampe von der Seite bestrahlt wird. Bei Steigerung der Temperatur und Dichte zieht sich die Helligkeit der Resonanz auf eine dünne helleuchtende Scheibe an der beleuchteten Wand zusammen. Außer dieser bekannten „Oberflächenresonanz“ ist selbst bis 500° auch „Volumenresonanz“ sichtbar; jene wird vom Kern der *D*-Linien, diese wird auch von weniger zentralen Teilen der Linie erzeugt und deshalb vom Natriumdampf weniger stark absorbiert als jene. Die mit einer Lummerplatte gemessene *D*-Linienbreite der Oberflächenresonanz entsprach etwa dem aus dem Dopplereffekt berechneten Wert (bei 250° eine „Halbweite“ von etwa 0,02 Å.-E.).

Die Dampfampe emittiert auch die zweite Linie der Hauptserie (3303 Å.-E.) so stark, daß sie zur Fluoreszenzerregung dienen kann. Das störende Licht anderer Wellenlängen wird durch ein Blauviolettglas und verdünnte Lösung von Nitrosodimethylanilin entfernt. In einem schlierenfreien Glaskolben von 7,5 cm Durchmesser ist bei 250° die Fluoreszenz der ultravioletten Linie 3303 photographisch nachweisbar, mit ausgeruhtem Auge ist auch Resonanzlicht sichtbar, das durch spektrale Zerlegung als Licht der *D*-Linien erkannt wird, ohne daß *D*-Licht auf den Kolben fällt. (Der Effekt ist nach dem Bohrschen Modell ohne weiteres verständlich, jedoch konnte die aus der Differenz der Frequenzen zu erwartende Linie $7519 \text{ Å} - \frac{1}{3303} - \frac{1}{5891} = \frac{1}{7519}$ wenigstens mit dem Auge nicht wahrgenommen werden.) Die *D*-Linien erzeugen natürlich keine Fluoreszenz der Linie 3303.

Erregung mit der kurzwelligen Komponente von 3303 allein (erzeugt durch ein Zinklinie, die mit ihr koinzidiert), läßt beide *D*-Linien entstehen (allerdings wurde weder auf völlige Abwesenheit von Wasserstoff noch auf genügend niedrigen Natriumdampfdruck geachtet, da die Versuche von Wood und Mohler noch nicht vorlagen vgl. Beibl. 43, 570, 1919).

Die Polarisation der Volumenresonanz ist gering, beobachtet mit Interferenzstreifen zweier Quarzplatten; bei höherer Temperatur, die die Volumenresonanz in Oberflächenresonanz verwandelt, nimmt die Polarisation merklich ab. Resonanzlicht der Linie 3303 zeigt keine nachweisbare Polarisation. R. LADENBURG

E. L. Nichols, H. L. Howes and Frances G. Wick. Fluorescence and absorption of the uranyl acetates. Phys. Rev. (2) 14, 201—221, 1919. In Fortsetzung ihrer Versuche

ber die Absorption und Fluoreszenz von Uranylverbindungen (vgl. Phys. Rev. (2) **6**, 35, 1915; **8**, 364, 1916; **9**, 113, 1917; **10**, 348, 1917; **11**, 285, 1918) werden in vorliegender Arbeit die Acetate und ihre Doppelsalze untersucht, die sie mit den Alkalimetallen sowie mit Ca, Ba, Sr, Mg, Zn, Pb, Ag und Au bilden. Wie stets werden die reinen Fluoreszenzbanden bei flüssiger Luft in Gruppen aufgelöst, die sich in konstanten Frequenzabständen vom Rot bis zum Blau wiederholen; im kurzwelligen Teil setzt Absorption ein. Das Fluoreszenzspektrum des pulvrigen wasserfreien Acetats $\text{UO}_2(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_2$ unterscheidet sich von dem des wasserhaltigen Kristalls ($+ 2\text{H}_2\text{O}$) durch ganz andere Lage der aus Doppellinien bestehenden Reihen von Fluoreszenzgruppen. Dieser Frequenzabstand ist innerhalb der Meßfelder für alle Gruppen und alle Salze gleich, nämlich 85,8. Die Doppelsalze des Li, K, Ca, Mn, Sr [z. B. $\text{Li}(\text{UO}_2)(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2)_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$] stimmen sowohl hinsichtlich der Lage der Hauptgruppen als bezüglich ihrer Struktur überein, sie unterscheiden sich nur in der Schärfe und relativen Helligkeit der verschiedenen Komponenten. Die Na-, Mg-, Zn-, Ag- und Pb-salze enthalten neben den gleichen, etwas verschobenen Banden neue Fluoreszenzbanden, die für das Metall charakteristisch zu sein scheinen und vielleicht Beziehungen zu den Funkenspektren dieser Metalle besitzen. Der Frequenzabstand aller Reihen und aller Salze ist bis auf eine Frequenzeinheit, also innerhalb der Meßfelder, gleich und hat den Wert 84,8. Dasselbe gilt wahrscheinlich von den weniger scharfen Absorptionsbanden, deren mittlerer Frequenzabstand 70,7 ist. Die Lage der Fluoreszenz- und Absorptionsbanden stimmt vielfach genau überein, zeigt aber bisweilen die bekannte Verschiebung gegeneinander. Ausführliche Tabellen erläutern die hier zusammengefaßten Ergebnisse.

R. LADENBURG.

L. Nichols and H. L. Howes. Fluorescence and absorption of the uranyl sulfates. Phys. Rev. (2) **14**, 293—305, 1919. Untersuchung der Absorption und der äußerst starken Fluoreszenz von Uranylsulfat ($\text{UO}_2\text{SO}_4 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$) und der Doppeluranylsulfate der Alkalimetalle als Fortsetzung der früher untersuchten Chloride, Nitrate und Acetate (Phys. Rev. **6**, 358; **8**, 364; **9**, 113; **10**, 348; **11**, 285). Es zeigen sich nicht homologe Fluoreszenzbanden, deren erste und letzte bei der Temperatur der flüssigen Luft verschwinden. Gleichzeitig werden die übrigen Banden in Gruppen enger Linien aufgelöst mit nahe konstantem Frequenzabstand, der beim Cäsiumsalz 87,7, beim Kaliumsalz 83,0 beträgt. Mit wachsendem Molekulargewicht der Verbindung rücken alle Banden relativ stark ins Violett, und zwar um 15 Frequenzeinheiten beim Übergang von Uranylsulfat zum Cäsiumuranylsulfat. Die Absorptionsspektren bestehen aus Reihen von Banden mit einem Frequenzabstand zwischen 71,3 (Natriumsalz) bis 79,6 (Uranylsulfat).

R. LADENBURG.

Fritz Schröter. Betrachtungen über Lumineszenzlampen. ZS. f. Beleuchtungswesen **4**, 41—45, 53—58, 1920. Der Wirkungsgrad der Temperaturstrahler ist infolge der unvorteilhaften Energieverteilung im Gesamtspektrum recht begrenzt. Die Grenzen sind durch theoretische Überlegungen und Berechnungen klar gegeben, und werden mit etwa 10 HK/Watt erreicht. Würde die Lichtquelle monochromatisch in der Gegend des physiologischen Reizmaximums, also etwa um etwa 550μ herum strahlen, so wäre die Grenze mit etwa 70 HK/Watt erreicht. Selbst mit einer Lichtquelle, deren Strahlung sich über das gesamte sichtbare Spektrum erstreckt, würde man noch einen Wirkungsgrad von mehr als 45 HK/Watt erreichen können. Dabei wäre es für das photometrische Ergebnis gleichgültig, ob die Strahlung eine selektive ist, während dies für die Beleuchtungswirkung natürlich wesentlich wäre. Eine Reihe von Lumineszenzlampen erreichen einen recht günstigen Wirkungsgrad, so z. B. Quecksilberbogenlampen 2,6—6,2 HK/Watt, die Effektlampen sogar bis 11,36 HK/Watt. Allerdings

strahlen diese Lampen fast alle stark monochromatisch. Für verschiedene Zwecke ist jedoch gerade diese Eigenart erwünscht, z. B. für therapeutische oder photochemische Zwecke. Anderenteils finden die Lampen auch wegen der physikalischen Eigenschaften des Leitvorganges Anwendung. So bildet z. B. die fallende Charakteristik der Lumineszenzlampen Widerstandsänderungen des Außenkreises trägheitsfrei und stark verstärkt ab, und man kann diese Lampen daher z. B. als Lichtquelle zur photographischen Aufzeichnung schnell veränderlicher Vorgänge verwenden.

Von dem Grundgedanken ausgehend, daß, als inneratomistischer Prozeß betrachtet zwischen Lumineszenzleuchten und Temperaturleuchten ein Wesensunterschied nicht besteht, versucht Verfasser im folgenden in längeren theoretischen Betrachtungen das Wesen der Lumineszenzstrahlung klarzustellen und vor allem alle Erscheinungen an Lumineszenzstrahlern durch die Theorie zu erklären. Er wirft dann die Frage auf, ob und wie weit eine Weiterentwicklung auf Grund der theoretischen Überlegungen möglich erscheine, und kommt zu dem Schluß, daß die Weiterentwicklung des Problems der Lumineszenzstrahlung auf jeden Fall aussichtsreich erscheine. W. LOEBE

Karl Friedrich Betche. Über die magneto-optische Drehung in wässrigen Salzlösungen 28 S. Diss. Rostock 1919. Im Anschluß an die wichtigen Arbeiten Heydweillers und seiner Schüler über die Lichtbrechung und Dispersion von Salzlösungen werden diese in vorliegender Dissertation auf ihre magnetische Drehung der Polarisations ebene untersucht. Sie wird mit einem Lippichschen Halbschattenapparat an der D-Linien auf etwa $\frac{1}{2}$ Minute genau, bei Drehungen von $150'$ bis $200'$ gemessen, das Magnetfeld wird in einer großen Spule von 23 cm Länge und 4316 Windungen mit 3 A erzeugt. Zur Untersuchung gelangten 18 Salzlösungen, nämlich Bromide, Jodide, Chlorate, Bromate, Jodate von Si, Na, K, Cs, Mg, Zn, Mn sowie NaCNS, $\text{Si}_2(\text{SO}_4)_3$, $\text{SiC}_2\text{H}_3\text{O}_3$, bei 1- bis 6fach normaler Konzentration. Die spezifische Drehung (bezogen auf 1 g Äq., gegen Wasser) und die molekulare Drehung erwiesen sich als klein wenig abhängig von der Konzentration, ähnlich wie die Refraktion (vgl. Diss. J. Howitz, Rostock 1914) steigen sie etwas mit abnehmender Konzentration, um dann wieder zu fallen.

Den Haupteinfluß auf die Drehung hat das Anion (molekulare Drehung für SiCl 4,61, SiBr 8,84, SiJ 18,16, $\text{Si}(\text{SO}_4)_{1/2}$ 1,14), doch ist auch ein Einfluß des Kations unverkennbar, der mit zunehmendem Äquivalentgewicht steigt (Mn bildet eine Ausnahme, SiCl 4,61, NaCl 5,27, KCl 5,58 usw.).

Die nach der Drudeschen Theorie berechneten Eigenschwindungszahlen stimmen mit dem aus der Dispersion berechneten Werte nur zum Teil überein (die Chloride liefern $\nu = 1,90 \cdot 10^{15}$ aus der Drehung und $1,95 \cdot 10^{15}$ aus der Dispersion; die Bromide 1,64 bzw. 1,715 usw.), der Vergleich wird weniger durch Versuchsfehler als dadurch gestört, daß die Drehungswerte wegen mangelnder Empfindlichkeit der Messung nicht auf große Verdünnung extrapoliert werden konnten. Außerdem liegt den Berechnungen die Voraussetzung zugrunde, daß die Schwingungszahl der gebundenen Elektronen im Anion wie Kation die gleiche sei. Die bekannten Vorstellungen vom Atombau sind bei den Alkalihalogensalzen mit dieser Annahme vielleicht vereinbar, aber bei den Chloraten oder Verbindungen wie Na, CaNS wohl sicherlich nicht.

R. LADENBURG

Arthur Korn. Über die Verwendung der Lichtempfindlichkeit des Selen für die Photometrie und die Bildtelegraphie. Dingers Polyt. Journ. 335, 85—86, 1920. Bei der Verwendung des Selen für die Photometrie und die Bildtelegraphie sind zwei Schwierigkeiten zu überwinden: 1. die Veränderlichkeit der Empfindlichkeit, die durch geeignete Konstruktion (Platindrahtelektroden) und trockene Aufbewahrung bei mittl.

erer Temperatur verhindert werden kann; 2. die Trägheit der Selenzelle, infolge deren die Widerstandsänderung durch konstante Belichtung erst allmählich die definitive Größe einnimmt. Um diese Trägheit, die bei rasch sich folgenden photometrischen Messungen, vor allem bei der Bildtelegraphie im Geber, sehr störend ist, möglichst zu verringern, hat der Verfasser eine Kompensationsmethode ersonnen, bei der zwei Selenzellen (1 und 2) in Brückenschaltung gleicher Belichtung und gleichen Belichtungsänderungen ausgesetzt werden (vgl. A. Korn, Phys. ZS. **10**, 793—795, 1909). In der vorliegenden Arbeit wird eine erweiterte Theorie dieser Kompensation gegeben. Korn fand aus einer großen Zahl von experimentellen Trägheitskurven, daß für Selenzellen mit Platinelektroden die Stromvermehrung Δi zur Zeit t , infolge einer Belichtungsänderung ΔJ zur Zeit $t = 0$, sich darstellen läßt durch die Gleichung:

$$\Delta i = \alpha \Delta J \cdot e^{-\beta/\sqrt[3]{V t^2}} + \varepsilon(t) \quad \dots \dots \dots (I)$$

wo die Größen α und β von der Zeit unabhängig sind und $\varepsilon(t)$ mit seiner Ableitung nach der Zeit, außer für kleine Zeiten, auch zu vernachlässigen ist. α kann als Maß der Empfindlichkeit der Zelle, β als Maß der Trägheit der Zelle angesehen werden. Bei der obigen Kompensationsschaltung ist der Stromzuwachs $\Delta i = \Delta i_1 - \Delta i_2$, und es wird der Differentialquotient $\Delta i'$, der als Maß der Trägheitswirkung möglichst verschwinden muß, nach Einsetzen der Gleichung (I):

$$\Delta i' = \frac{2}{3} \Delta J \{ \alpha_1 \beta_1 e^{-\beta_1/\sqrt[3]{V t^2}} - \alpha_2 \beta_2 e^{-\beta_2/\sqrt[3]{V t^2}} \} \cdot \frac{1}{\sqrt[3]{V t^5}} + \varepsilon'_1(t) - \varepsilon'_2(t) \quad \dots (II)$$

Da β_1 und β_2 meist sehr große Zahlen sind, verschwindet die Trägheitswirkung für merkliche Zeiten t , falls der Ausdruck $\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2$ wird (III). Um als Differenzwirkung merkliche Stromänderung zu erhalten, muß man ferner die Empfindlichkeit der Zelle 1 (Fühlerzelle) größer machen als die der Zelle 2 (Kompensationszelle). $\alpha_1 > \alpha_2$. Dies mit der Kompensationsbedingung (III) $\alpha_1 \beta_1 = \alpha_2 \beta_2$ kombiniert, ergibt die Forderung, daß β_2 , die Trägheit der Kompensationszelle, wesentlich größer als β_1 , die Trägheit der Fühlerzelle, sein muß. Durch Variieren der Selen-schichtdicken lassen sich geeignete Zellenpaare finden, welche bei mittlerer Belichtung gute Kompensation zeigen.

C. MÜLLER.

E. T. Compton and L. W. Ross. The passage of photo-electrons through metals. Phys. Rev. (2) **13**, 374—391, 1919. Wird eine dünne auf eine Quarzplatte aufgestäubte Metallschicht durch den Quarz hindurch — „von hinten“ — mit photoelektrisch wirkendem Licht bestrahlt, so hängt die Menge der auf der anderen Seite — „vorne“ — austretenden Elektronen in zweifacher Weise von der Schichtdicke d ab: infolge der wachsenden Lichtabsorption nimmt mit zunehmendem d die Zahl der erzeugten Elektronen von Null ab dauernd zu; wegen der Absorption der Elektronen im Innern des Metalls aber nimmt gleichzeitig die Zahl der Elektronen ab, die in zu großer Entfernung von der freien Oberfläche erzeugt, diese noch erreichen können, und sie sinkt schließlich auf Null. Zwischen diesen beiden Grenzen existiert eine optimale Schichtdicke. Kennt man den Absorptionskoeffizienten α des Lichtes, so lassen sich aus der Abhängigkeit der Photostromstärke von der Schichtdicke Schlüsse auf die Größe der Elektronenabsorption β ziehen. Direkt zu bestimmen ist diese aber nur, wenn irgend ein bestimmtes theoretisches Absorptionsgesetz für die Elektronen angenommen wird. Es werden drei Möglichkeiten diskutiert. a) Die Wahrscheinlichkeit des Austrittes sinkt exponentiell mit dem senkrechten Abstand des Auslösungsortes von der freien Oberfläche. Dann wird — entsprechend der Formel von Partzsch-Hallwachs — die Zahl der austretenden Elektronen:

$$N = \frac{\nu \cdot A \cdot J_0}{2} \cdot \frac{e^{-\alpha d} - e^{-\beta d}}{\beta - \alpha}$$

(ν = Zahl der pro cm und sec von der Lichtintensität 1 ausgelösten Elektronen, J_0 = eindringende Lichtintensität; A = Oberfläche in qcm). b) Die Austrittswahrscheinlichkeit sinkt exponentiell mit der Strecke, die in beliebiger Richtung bis zur freien Oberfläche zurückzulegen ist, wobei angenommen wird, daß alle Anfangsrichtungen gleich oft vorkommen. Dies führt zu einem ziemlich komplizierten Doppelintegral, das sich aber graphisch auswerten läßt. c) Jedes Elektron verläßt mit der Einsteinschen Anfangsenergie $h\nu$ (ν = Frequenz des erregenden Lichtes) den Atomverband und bedarf zum Austritt aus der Metallfläche noch der Mindestenergie $h\nu_0$; im Metallinnern verliert es auf gleiche Weglängen gleiche Energiebeträge, etwa σ pro cm. Dann wird die größte Strecke, nach deren Zurücklegung das Elektron noch austreten kann, $r_0 = \frac{h}{\sigma}(\nu - \nu_0)$; r_0 und gleichzeitig die optimale Schichtdicke müssen

mit der Frequenz des erregenden Lichtes wachsen.

Indem man in allen drei Fällen die betreffenden Gleichungen für N nach d differenziert, erhält man jeweils die optimalen Schichtdicken d_m als Funktionen von a und β . Die experimentelle Aufgabe besteht darin, d_m durch direkte Messungen zu bestimmen. Es werden 12 Quarzplatten kathodisch mit Pt bestäubt; die relativen Dicken werden den Bestäubungszeiten proportional gesetzt — die Zulässigkeit dieses Verfahrens wird durch zwei optische Methoden (Absorption und Reflexion) bestätigt. Die Dicke der stärksten Schicht wird durch Wägung = $452\mu\mu$ gefunden, und die anderen ($1,5\mu\mu$ bis $11,3\mu\mu$) hierauf bezogen. Diese Platten werden in einem Vakuumgefäß nacheinander (mit Hilfe einer drehbaren Scheibe) von der Quarzseite her mit spektral zerlegtem Hg-Bogenlicht beleuchtet, der auf der freien Pt-Seite austretende Photostrom wird elektrometrisch gemessen. Statt der erwarteten einen optimalen Schichtdicke zeigen die Kurven, welche die Photoströme als Funktion der Schichtdicken darstellen, zwei ausgeprägte Maxima, nämlich bei $d = 3,75\mu\mu$ und $= 7,5\mu\mu$. Dies soll erklärt werden durch die Existenz zweier Modifikationen des Pt, einer „schwammartigen“ instabilen, die zunächst bei Niederschlag entsteht, und einer stabilen; das der ersteren entsprechende Maximum ($7,5\mu\mu$) verschwindet beim Altern der Platte, und dies kann durch Erhitzen beschleunigt werden. Die Lage der Maxima ist praktisch unabhängig von der Wellenlänge des erregenden Lichtes; die Hypothese c ist somit hinfällig, da nach ihr die optimale Dicke proportional $(\nu - \nu_0)$ wachsen müßte. Tatsächlich nimmt sie mit zunehmendem ν vielmehr ab, was sich ja durch die (freilich nur ganz roh bestimmte) Zunahme der Lichtabsorption erklären läßt.

a) und b) hingegen sind beide mit dem Experiment nicht im Widerspruch; nimmt man die theoretisch wahrscheinlichere Hypothese b als richtig an und berücksichtigt man nur das Maximum bei $3,75\mu\mu$, so läßt sich nun β berechnen. Da d_m nicht mit ν wächst, kann das Elektron seine Energie nicht allmählich verlieren, sondern die Wahrscheinlichkeit, daß es auf einer gegebenen Strecke seine ganze Energie — vermutlich durch einen Zusammenstoß — einbüßt, muß immer gleich groß sein, unabhängig von der Geschwindigkeit. Diese „mittlere freie Weglänge“ des Elektrons im Innern des Pt ergibt sich als der reziproke Wert von β unter den gemachten Voraussetzungen zu $2,67 \cdot 10^{-7}$, d. h. von derselben Größenordnung wie der Zentrenabstand der Pt-Atome. Versuche mit Goldschichten ergaben qualitativ ähnliche Resultate, doch sind sie wegen größerer experimenteller Schwierigkeiten unzuverlässig. PETER PRINGSHEIM.

A. Campetti. Costanti fisiche del cloro sotto l'azione della luce. Cim. (6) 17, 143—158, 1919. Ob die physikalischen Eigenschaften des Chlors unter der Einwirkung der Belichtung eine Veränderung erfahren oder nicht, ist, wie der Verf. in einer kritischen Besprechung der darüber veröffentlichten Arbeiten nachweist, eine noch

nicht hinreichend geklärte Frage. Die Untersuchungen von Trautz (ZS. f. Elektrochem. 18, 513, 1912) erscheinen ihm wenig zuverlässig, weil das dabei benutzte Chlor nicht hinreichend rein war. Der Verf. hat deshalb untersucht, ob die von Budde (Pogg. Ann. 26, 1876; Ergänzungsbd. VI, 1874) beobachtete Volumenvergrößerung des Chlors unter der Einwirkung des Lichtes der plötzlichen Temperaturerhöhung des Gases entspricht, die durch die absorbierte Strahlung bewirkt wird, und ob ferner die Wärmekapazität des belichteten Chlors kleiner ist als die des unbelichteten. Zu den erstgenannten Versuchen diente ein Glasapparat, der aus einem zylindrischen Teile von etwa 40 cm³ Inhalt bestand, an dessen unteren Teil eine 30 cm lange Kapillare von etwa 1 mm Durchmesser angeschmolzen war. Diese tauchte in konzentrierte Schwefelsäure, die in einem in vertikaler Richtung beweglichen Reagenzglas enthalten war. Die ganze Vorrichtung wirkte als Manometer. Durch eine Tubulatur wurde in den zylindrischen Teil die eine Lötstelle eines Platin-Platiniridiumelements eingeführt, welches aus sehr dünnem (etwa $\frac{1}{10}$ mm dickem) Draht hergestellt war; die zweite Lötstelle befand sich in einem in einem Dewargefäße enthaltenen Bade von Vaselineöl von konstanter Temperatur. Die Temperaturmessungen konnten als bis auf $\frac{1}{1000}^{\circ}$ genau angesehen werden. Bei einer zweiten Reihe von Versuchen wurde statt des Thermoelementes ein Platinwiderstandsthermometer benutzt. Das durch Einwirkung von Salzsäure auf Kaliumpermanganat dargestellte Chlor wurde mittels Hineinleiten durch eine Lösung von Kupfervitriol gereinigt und alsdann sorgfältig getrocknet. Zur Belichtung diente der elektrische Lichtbogen, der mit 12 Amp. gespeist wurde; das Licht fiel zunächst durch eine 4 cm dicke Schicht einer verdünnten Kupfervitriollösung, durch welche die weniger brechbaren Strahlen zum größten Teile absorbiert wurden. Die Versuche wurden zum Teil bei konstantem Druck, zum Teil bei konstantem Volumen ausgeführt; im ersten Falle wurde die eintretende Volumen-, im zweiten die eintretende Druckzunahme gemessen und mit derjenigen verglichen, die sich aus den Angaben des Thermometers berechnete. Beide Male stimmten die beobachteten mit den berechneten Werten überein, woraus folgt, daß die Volumen- und die Druckzunahme der Temperaturerhöhung entspricht, die durch die Absorption eines Teiles der einfallenden Strahlung seitens des Gases eintritt.

Zwischen der Wärmekapazität c_v eines Gases bei konstantem Volumen, seiner Wärmeleitfähigkeit k und der inneren Reibung η besteht nach der kinetischen Gastheorie die Beziehung $k = \epsilon \cdot \eta \cdot c_v$, wo ϵ eine Konstante ist, deren Zahlenwert von den einzelnen Autoren verschieden groß angegeben wird, der vielleicht auch für verschiedene Gase (je nach der Anzahl der die Molekel zusammensetzenden Atome) verschieden groß ist. Unter der Annahme, daß sich ϵ für ein gegebenes Gas nicht ändert, unter welchen Bedingungen es sich auch befindet, kann man aus dem Konstantbleiben von η und k auch auf das Konstantbleiben von c_v schließen. Der Verf. hat die innere Reibung des belichteten wie des unbelichteten Chlors mittels Ausströmen aus einer Kapillarröhre gegen trockene Luft von derselben Temperatur bestimmt und findet für das bestrahlte und das nicht bestrahlte Gas denselben Wert. Bei 15 $^{\circ}$ ist $\frac{\eta_{\text{Cl}_2}}{\eta_{\text{Luft}}} = 0,7408$. Setzt man für die Luft von 15 $^{\circ}$ $\eta \times 10^7 = 1793$ (als Mittelwert aus den Messungen von Rankine, O. E. Meyer und Millikan), so ist mithin für Chlor von 15 $^{\circ}$ $\eta \times 10^7 = 1328$.

Bei den Messungen der Wärmeleitfähigkeit des Chlors beschränkte sich der Verf. darauf, sie mit derjenigen der im Dunkeln befindlichen und der bestrahlten Luft zu vergleichen. Er fand, daß beide Gase sich ganz gleich verhalten. Die Wärmeleitfähigkeit des Chlors ist der Größenordnung nach ungefähr das 0,8fache von derjenigen der Luft.

Da somit weder die innere Reibung, noch die Wärmeleitfähigkeit des Chlors in meßbarer Weise von der Bestrahlung beeinflusst werden, ist mit großer Wahrscheinlichkeit und entgegen der Behauptung von Trautz zu schließen, daß auch die spezifische Wärme bei konstantem Volumen durch die Bestrahlung nicht verändert wird. BÖTTGER.

A. Galecki. Einfluß des Lichtes auf kolloide Lösungen. I. Einfluß des Lichtes auf die Viskosität von Goldhydrosolen. Krakauer Anzeiger (A) 1917, 306—314. Die bisherigen Untersuchungen über den Einfluß des Lichtes auf kolloidale Lösungen, unter denen die in den letzten Jahren von H. Stinzing (Kolloidchem. Beihefte 6, 251, 1914) und von H. Nordenson (Diss. Upsala 1914; ZS. f. phys. Chem. 90, 603, 1915) ausgeführten hervorzuheben sind, waren vorwiegend qualitativer Art, hauptsächlich wohl deshalb, weil es an einer empfindlichen Methode zur Messung der Lichtwirkung auf Kolloide fehlte. Der Verf. hat beobachtet, daß die Viskosität der kolloidalen Lösungen unter dem Einfluß des Lichtes steigt, und diese Viskositätsänderung läßt sich somit als Indikator der genannten Wirkung verwerten. Sie hat sich wenigstens im Falle der Goldhydrosole als hinreichend empfindlich erwiesen. Die Beobachtung, daß das Licht die Viskosität der Goldhydrosole beeinflusst, wurde bei Gelegenheit einer Bestimmung der Viskosität verschiedener Goldhydrosole mit dem Ostwaldschen Viskosimeter gemacht, wobei sich zeigte, daß durch die Belichtung die Werte des Zähigkeitskoeffizienten der nach demselben Verfahren hergestellten Sole erheblich verändert wurden, und zwar in dem Sinne, daß die Viskosität der im Dunkeln nach dem Formolverfahren hergestellten Hydrosole meistens viel kleiner und von der Teilchengröße unabhängig ist. Berechnet man für derartige Hydrosole aus der von Einstein für den Zähigkeitskoeffizienten η des Hydrosols aufgestellten Formel $\eta = \eta_0 (1 + k \cdot \varphi)$, in der η_0 den Zähigkeitskoeffizienten des Lösungsmittels, $\varphi = (r/R)^3$ die Volumenkontraktion des Goldes (r = Radius des als kugelförmig angenommenen Kolloidteilchens, R = Teilchenabstand) und k einen Zahlenkoeffizienten bezeichnet, der nach Einstein = $\frac{5}{2}$ ist, aus den für η beobachteten Werten diejenigen von k , so erhält man Zahlen, die von dem von Einstein angegebenen theoretischen Werte bedeutend abweichen, was darauf hinzuweisen scheint, daß die Gestalt der Teilchen in den nach dem Formolverfahren hergestellten Goldhydrosolen von der kugelförmigen weit entfernt ist, und daß überhaupt die Struktur der kolloiden Phase unregelmäßig ist. Die größte Viskosität zeigen diejenigen Hydrosole, die außer Submikronen auch Amikronen enthalten, also aus Teilchen verschiedener Größe bestehen. Für die weiteren Versuche wurden daher Hydrosole verwendet, die nur Submikronen von nahezu gleicher Teilchengröße enthielten. Sie wurden nach der Zsigmondyschen Keimmethode (Kolloidchemie, Leipzig 1912, 96) hergestellt; die in ihnen enthaltenen Teilchen sind um so größer, je kleiner die bei ihrer Herstellung benutzte Keimmenge ist. Die Belichtung erfolgte durch eine Nernstlampe, deren Abstand von der in einem Jenaer Becherglas befindlichen Lösung gemessen wurde. Bei allen Versuchen wurde dasselbe Volumen Goldhydrosol benutzt, welches in dem Becherglas eine Schicht von etwa 1 cm Dicke bildete. Die Versuche zeigten, daß die infolge der Belichtung eintretende Zunahme der Viskosität des Hydrosols der Belichtungsdauer proportional, bei den verschiedenen benutzten Hydrosolen jedoch verschieden ist, so daß also die Lichtempfindlichkeit der verschiedenen Hydrosole verschieden groß ist. Die Viskosität der der Lichtwirkung ausgesetzten Hydrosole steigt auch bei der nachherigen Aufbewahrung im Dunkeln noch weiter an, während die Viskosität der nicht dem Lichte ausgesetzten Hydrosole längere Zeit unverändert bleibt. Belichtet man die Goldhydrosole gleich lange mit derselben Nernstlampe, deren Abstand von dem Hydrosol man jedoch ändert, so ist der Zähigkeitszuwachs annähernd dem Quadrat des Abstandes um-

kehrt, d. h. wiederum den betreffenden Lichtmengen direkt proportional. Man trifft also hier die allgemeine Gesetzmäßigkeit wieder, die bereits in den photochemischen Untersuchungen von R. Bunsen und H. E. Roscoe erkannt worden ist, und die auch bei gewissen Reaktionen im Pflanzenleben (Phototropismus, Geotropismus) und im Tierleben (Empfindlichkeit der Netzhaut) eine wichtige Rolle spielt. Es liegt nahe, einen Zusammenhang zwischen dem Einfluß des Lichtes auf die Zähigkeit der Kolloide und diesen Erscheinungen, namentlich denjenigen des Phototropismus, zu vermuten.

BÖTTGER.

I. Plotnikow. Über die photochemische Valenz und die Lichtempfindlichkeit der Körper. Mit einer Figur im Text. 36 S. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger, Walter de Gruyter & Co., 1920. Es wird die Annahme gemacht, daß die Lichtempfindlichkeit an das Vorhandensein freier Valenzelektronen gebunden ist, wobei zwischen positiven und negativen Valenzen kein Unterschied gemacht wird. Auf Grund dieser Annahme wird die Lichtempfindlichkeit der Verbindungen der einzelnen Elemente an der Hand des periodischen Systems diskutiert und dann näher auf die Photochemie der organischen Verbindungen eingegangen.

Bezüglich weiterer Einzelheiten verweist der Verf. auf sein demnächst erscheinendes Buch.

V. HALBAN.

E. M. Eder. Eder-Hechts Graukeilphotometer für Sensitometrie und Lichtmessung. Photogr. Korrespondenz **57**, 83—86, 1920. (Siehe auch diese Ber., S. 502.) Der Verf. zeigt hier, wie sich das Graukeilphotometer als Dosierungsinstrument in der Hand des Arztes bei Strahlentherapie verwenden läßt.

BAISCH.

Felix Formstecher. Der Belichtungsspielraum im photographischen Entwicklungsverfahren. Photogr. Rundschau 1920, 114—116. Für die Größe S_p , das Verhältnis der maximalen zur minimalen Exposition, die ein in der Halbtonabstufung richtiges Negativ liefert, berechnet der Verf. den Wert 25. S_p für das Positivverfahren mit Entwicklungspapieren der handelsüblichen Sorten wird zu 17,4 berechnet. BAISCH.

E. Walter. Über die Köhlerschen und Janusschen Randstreifen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **27**, 158—172, 1920. Bei der photographischen Röntgenaufnahme menschlicher Gliedmaßen treten am Schattenrand derselben auf der Platte Streifen auf, welche stärker geschwärzt sind als die Umgebung (sogenannte Köhlersche Randstreifen); auch bei der Durchstrahlung dicker Metallstücke wurden von Janusschen Streifen beobachtet. Der Verf. gibt eine Erklärung für diese Erscheinungen. In der Schattengrenze der bestrahlten Objekte findet infolge der nicht punktförmigen Gestalt des Brennfleckes der Röntgenröhre ein sehr steiler Abfall der Belichtung statt, so daß in jenem Gebiet die Stelle maximaler Schwärzung liegt, wenn bei langen Expositionen die unbedeckten Teile der Platte bereits Solarisation zeigen. Bei der Durchstrahlung von Metallstücken wird der Effekt dadurch verstärkt, daß die durch die Randteile der Objekte hindurchgehenden Strahlen infolge der starken Absorption derselben auf der photographischen Platte ebenfalls einen räumlich eng begrenzten starken Abfall der Belichtung bewirken.

GLOCKER.

J. Thomson. Positive rays. Engineering **109**, 318—319, 1920. [S. 825.] BRENDT.

Chandira Nath Ghosh. On the diffraction theory of microscopic vision. Phys. Rev. **(2)** **14**, 497—502, 1920. Beschreibung mit Photographie der Veränderungen im Beugungsmuster, wenn auf hellem Grunde ein schwarzes Kreuzgitter durch einen sehr langen geradlinigen Spalt betrachtet wird, der diagonal liegt und dessen Weite allmählich zunimmt. Bei genügender Enge besteht das Beugungsbild aus einer Reihe äqui-

distanter heller und dunkler Linien, die senkrecht zum Spalt verlaufen. Der elementare Fall eines einzelnen schwarzen 90° -Kreuzes auf hellem Grunde wird einer angenäherten mathematischen Analyse unterworfen und die Umrißlinien werden numerisch und graphisch angegeben. Qualitativ wird hieraus erklärt, wie im allgemeinen Fall das Beugungsmuster entsteht.

SIEDENTOPF.

P. Metzner. Ein vereinfachtes Apertometer. ZS. f. wiss. Mikroskopie **36**, 27—32 1919. Angabe einer einfachen Vorrichtung, die bei Trockensystemen bis zur Apertur 0,96 recht genaue Bestimmungen gestattet und den Vorteil der leichten Herstellbarkeit besitzt. Immersionsobjektive können mit dieser Vorrichtung nicht geprüft werden.

SIEDENTOPF.

J. Georgi. Die Schärfentiefe des Mikroskops. ZS. f. wiss. Mikroskopie **36**, 40—53, 1919. Zum praktischen Gebrauch bei mikrographischen Arbeiten werden anschließend an die Ausführungen von Abbe und Dippel die Bedingungen der Schärfentiefe in Abhängigkeit von Vergrößerung und Apertur graphisch dargestellt. Die gebräuchliche Regel für Objektive hoher Apertur, wonach die Apertur der beleuchtenden Strahlen etwa ein Drittel der Objektivapertur betragen soll, wird durch mikrophotographische Aufnahmen der Schicht belichteter photographischer Platten belegt.

SIEDENTOPF.

W. Scheffer. Systematische Zusammenstellung und Übersicht der mikroskopischen Objektstrukturen, der mikroskopischen Beleuchtungsmöglichkeiten und ihres Zusammenhanges. ZS. f. wiss. Mikroskopie **36**, 17—26, 1919. Gibt Einteilung der Objektive nach Größen, Aggregatzuständen, Durchsichtigkeit mit schematischen Zeichnungen der verschiedenen Beleuchtungsmöglichkeiten nebst einer Tabelle der praktisch in Frage kommenden Objektstrukturen mit den ihnen zukommenden Beleuchtungsverfahren.

SIEDENTOPF.

W. Scheffer. Ein neues Universalmikroskop. ZS. f. wiss. Mikroskopie **36**, 1—16, 1919. Beschreibung eines Mikroskops „mit dem alle zurzeit bekannten Untersuchungsmethoden leicht ausführbar sind und bei dem die notwendige Auswechselung gewisser Teile rasch und sicher und mit wenigen Handgriffen geschieht. Das Untersuchungsobjekt soll bei all diesen Handgriffen vollkommen unberührt bleiben und sie sollen alle ohne Neigung des Mikroskops und ohne Berührung des Spiegels in jeder beliebigen Stellung des Instrumentes möglich sein“.

SIEDENTOPF.

C. Metz. Das Apertometer für Trockensysteme. ZS. f. wiss. Mikroskopie **36**, 54—55, 1919. Beschreibung einer Meßtafel zur Messung der Aperturen von Trockensystemen, die auf den Mikroskoptisch gelegt wird. Das zu prüfende Objektiv wird auf einen Punkt 25 mm über dem Mittelpunkt der Tafel eingestellt. Hierzu dient eine von einem Gestell von dieser Höhe gehaltene Scheibe mit enger Blende. Die Tafel dient auch zur Prüfung der Aplanasie der Objektive.

SIEDENTOPF.

H. E. Merwin. A Table for Linear and Certain Other Interpolations on Spectrograms. Sill. Journ. (4) **43**, 49—56, 1917. [S. 789.]

SCHWERDT.

7. Wärme.

A. Einstein. Schallausbreitung in teilweise dissoziierten Gasen. Berl. Ber. 1920, 380—385. Da der Dissoziationszustand eines Gases von Druck und Temperatur abhängt, so muß bei einer langsamen adiabatischen Zustandsänderung, die durch lauter chemische Gleichgewichte hindurchschreitet, der Zusammenhang zwischen Druck und

Gasdichte ein anderer sein, als wenn die adiabatischen Änderungen so rasch wechseln, daß die Reaktionsgeschwindigkeit nicht mehr zur Erreichung der chemischen Gleichgewichte ausreicht. Durch Beobachtung der Schallgeschwindigkeit bei verschiedener Tonhöhe ist es möglich, die sonst so schwer meßbare Größe der Reaktionsgeschwindigkeit zu ermitteln. Der Verf. leitet die entsprechenden Formeln zunächst für eine Reaktion der einfachen Form $J_2 \rightleftharpoons J + J$ ab. HENNING.

A. Campetti. Costanti fisiche del cloro sotto l'azione della luce. Nuovo Cim. (6) 7, 143—158, 1919. [S.856.] BÖTTGER.

Notiz über die Schmelztemperatur von hochschmelzenden Metallen und Verbindungen. ZS. f. Metallkde. 12, 66—67, 1920. Die in einer früheren Zusammenstellung (ZS. f. Metallkde. 11, 1, 1919) mitgeteilten Temperaturen, welche sich auf die Skala des jeweiligen Beobachters bezogen, werden, soweit sie über 1000° liegen, auf die Skala der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt umgerechnet, der die Strahlungskonstante $\epsilon_2 = 14300$ zugrunde liegt. Wegen zahlreicher Druckfehler in der früheren Tabelle werden hier auch die Schmelzpunkte tiefer schmelzender Elemente (auch der Nichtmetalle und Gase) wiedergegeben. Einige Schmelztemperaturen hochschmelzbarer Metalle seien auszugsweise mitgeteilt:

B 2400	Ir 2400	Ni 1450	Rh 1970	Ta 2830
Co 1480	Mn 1207	Os 2740	Ru 2480	U 1860
Cr 1520	Mo 2430	Pd 1557	Si 1420	V 1800
Fe 1530	Nb 1700	Pt 1764	Sm 1300	W 3060 HENNING.

W. Kollatz. Das optische Pyrometer von Holborn und Kurlbaum in seiner neuesten Ausführungsform. ZS. f. Feinmechanik 28, 31—33, 1920. Verf. beschreibt den bekannten Apparat und empfiehlt ihn für den praktischen Gebrauch. HOFFMANN.

Walter P. White. Silicate Specific Heats. Second Series. Sill. Journ. (4) 47, 1—43, 1919. Die Versuche sind mit allen erdenklichen Vorsichtsmaßregeln nach der Mischungs- methode angestellt. Die folgende Tabelle enthält die gewonnenen Resultate in der Form der mittleren Atomwärmen, d. h. die beobachteten mittleren spezifischen Wärmen multipliziert mit dem durch die Anzahl der Atome dividierten Molekulargewicht.

	Molekular- gewicht: Anzahl der Atome	0 ~ 100°	0 ~ 300°	0 ~ 500°	0 ~ 700°	0 ~ 900°	0 ~ 1100°	0 ~ 1300°	0 ~ 1400°
Quarzglas	20,1	3,708	4,272	4,627	4,870	5,049	—	—	—
Quarz	20,1	3,755	4,359	4,784	5,112	5,217	5,308	—	—
Tristobalit	20,1	3,784	4,689	4,876	5,042	5,163	5,276	5,351	5,388
Orthit	21,45	4,079	4,596	4,926	5,144	5,322	5,472	5,638	5,736
Andesine	20,84	4,012	—	4,857	5,086	5,263	—	—	—
Albit	20,33	3,960	4,479	4,805	5,030	5,207	5,346	—	—
Altkrokin	21,23	3,971	4,474	4,801	5,031	5,200	5,332	—	—
Altkrokinglas	21,23	4,073	4,591	4,926	5,160	5,337	5,516	—	—
Pseudowollastonit	23,27	4,290	4,758	5,050	5,256	5,409	5,534	5,646	5,697
Amphibol	20,12	4,090	4,624	4,952	5,184	5,354	5,496	—	—
Pyroxene	20,12	4,103	4,647	4,997	—	—	—	—	—
Diopsid	21,70	4,175	4,697	5,021	5,252	5,425	5,560	5,649	—

0 ~ 1250

Die mittlere spezifische Wärme von Quarz und Quarzglas zwischen 0° und 500° läßt sich durch folgende Formeln darstellen:

$$\begin{array}{ll} \text{Quarz} & 0,1685 + 0,000\,194\,t - 0,000\,000\,11\,t^2 \\ \text{Quarzglas} & 0,1670 + 0,000\,189\,t - 0,000\,000\,125\,t^2. \end{array} \quad \text{SCHEEL.}$$

Walter P. White. Specific Heat Determination at Higher Temperatures. Sill. Journ. (4) 47, 44—59, 1919. Es werden Versuchsanordnungen diskutiert, die für die vorstehend referierten Messungen benutzt wurden: der mit Platin bewickelte Ofen, das Bleibad, der Wassersiedeapparat, die Vorrichtungen zum Transport des Versuchskörpers aus dem Erhitzer ins Kalorimeter, die kalorimetrischen Messungen und die Möglichkeiten unkontrollierbare Wärmeverluste zu vermeiden. SCHEEL.

J. Narbutt. Die spezifischen Wärmen und Schmelzwärmen der Dichlor-, Chlorbrom-, Dibrom- und Dijodbenzole. I—IV. Berichtigungen. ZS. f. Elektrochem. 26, 203—204, 1920. Eine umfangreiche Berichtigung von Druckfehlern über die Arbeiten, welche in den Fortschritten der Physik 74 [2], 235—237, 1918 und in diesen Berichten S. 308—309 besprochen worden sind. SCHEEL.

Max Jakob. Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit feuerfester Baustoffe. Mitt. Materialprüfungsamt 37, 335—336, 1919. Auf eine Zuschrift von E. Heyn (s. diese Berichte, S. 575) erwidert der Verf., daß Heyn bei der Prüfung der Gültigkeit der von Jakob verwendeten empirischen Formeln von unzulässigen Annahmen ausgehe. MAX JAKOB.

K. Brabbée. Zur Geschichte der neueren Wärmedurchgangszahlen. Beihefte zum Gesundheits-Ing. Reihe 1. Arb. a. d. Heiz- u. Lüftungsfach. Beiheft 12, 20—28, 1920. Der Verf. beklagt, daß es ihm äußere (mit dem Kriege und seinen Folgen zusammenhängende) Verhältnisse bisher nicht ermöglicht hätten, eine vor dem Kriege gebaute Versuchsanordnung zur Prüfung der Wärmedurchlässigkeit von Wand- und Dachkonstruktionen in Betrieb zu nehmen. Die mittlerweile von K. Hencky veröffentlichten Wärmedurchgangszahlen seien so niedrig, daß dadurch in der Heizungsindustrie Verwirrung und Beunruhigung entstanden sei. Es folgt nun der Abdruck einer Abhandlung von K. Hencky (aus dem Gesundheitsingenieur), worin ausgeführt wird, daß die von Hencky angegebenen Werte keinerlei Zuschläge (für Luftwechsel, Anwärmung usw.) enthalten, wie sie bisher nach den „Normalien deutscher Zentralheizungsindustrieller“ üblich waren. Gleichzeitig wird mitgeteilt, daß das Wärmeleitvermögen von Ziegel (normal feucht) etwa $0,60\text{ kcal m}^{-1}\text{ Stde}^{-1}\text{ Grad}^{-1}$ sei; der von Hencky bisher benutzte Wert 0,35 entspreche „lufttrockenem“ Zustand. In einem ebenfalls wörtlich abgedruckten Zusatz zu dieser Mitteilung, den Brabbée im „Gesundheitsingenieur“ veröffentlicht hat, wird auseinandergesetzt, wieso die Verwendung der Henckyschen Werte, in der Praxis zu Fehlerkonstruktionen führen konnte. Insbesondere habe der zu kleine Wert der Wärmeleitzahl von Ziegeln zur Herstellung zu schwacher Mauern führen müssen.

Im Anschluß an diese Polemik führte der Verf. weiter an, daß beim Bau von Kühlschiffen die wirklichen Wärmeverluste fast das Doppelte der auf Grund von Wärmeleitzahlmessungen der Isoliersteine berechneten Werte betragen hätten. Nach den Henckyschen Werten für Ziegelbauten berechnete Heizanlagen hätten ebenso versagen müssen. Der Vorschlag der Herren Knoblauch und Hencky, künftighin in den „Normalien“ nur noch Wärmeleitzahlen statt Wärmedurchgangszahlen zu bringen, sei zurzeit praktisch unausführbar.

In einem „Nachtrag“ endlich geht der Verf. auf eine neuere Abhandlung von Knoblauch ein, worin unter anderem das Wärmeleitvermögen von noch baufeuchten oder

urch Regen und Schwitzwasser feuchten Mauern mit über 0,60 angegeben werde. Daß die Feuchtigkeit die Wärmedurchgangszahl überaus stark beeinflusse, habe der Verf. (Brabbée) stets behauptet.

MAX JAKOB.

Berndt. Über den Einfluß der Spannung auf die Eigenschaften des optischen Glases. ZS. f. Instrkde. 40, 20—27, 37—42, 56—61, 70—75, 1920. [S. 797.] BERNDT.

C. Krishnaiyar. On the maintenance of vibrations of wires by electrical heating. Phys. Rev. (2) 14, 490—496, 1919. [S. 823.] BOEDEKER.

Försterling. Spezifische Wärme und Zustandsgleichung von Kristallen. Ann. d. Phys. (4) 61, 549—576, 1920. Nach der Auffassung von Born-Kármán und Debye besteht der Wärmeinhalt eines einatomigen Kristalls in der Energie der im Kristall auftretenden elastischen Wellen. Da in jeder Richtung drei Wellen bestehen, deren Geschwindigkeiten sich mit der Richtung ändern, so gelingt die vollständige Diskussion des mathematischen Ansatzes nur in einem gewissen Bereich nicht zu tiefer Temperaturen. Bei einem mehratomigen Kristall treten zu diesen elastischen Schwingungen noch die der einzelnen Atomarten gegeneinander.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Energie der elastischen Wellen aus den vorliegenden elastischen Konstanten berechnet, während die Eigenfrequenz der Atomschwingungen ν_0 dem experimentellen Verlauf der spezifischen Wärme möglichst gut gepaßt wird.

Die so gewonnenen ν_0 lassen sich mit den von M. Born (Sitzber. d. Berl. Akad., 1908, 1918) aus anderweitigen Daten berechneten Werten vergleichen. Aus den Eigenfrequenzen wiederum läßt sich unter Heranziehung der Dispersionstheorie die Frequenz ν_μ und entsprechend λ_μ bestimmen, bei welchen das Maximum des Reflexionsmögens liegt, die also den Rubensschen Restzahlmessungen entsprechen. (Über die Berechnung vgl. K. Försterling: Über die Verschiebung des Maximums der Reflexion gegen die Eigenfrequenz. Ann. d. Phys. 61, 577, 1920.) Folgende Tabelle gibt einen Überblick bei den Verhältnissen einiger regulärer mehratomiger Kristalle:

	ν_0 aus c_v	λ_0 aus c_v	λ_0 nach Born	λ_μ berechnet	λ_R nach Rubens
NaCl . . .	$5,89 \cdot 10^{12}$	$51,0 \mu$	$53,9 \mu$	$35,9 \mu$	$31,6 \mu$
NaNO ₂ . . .	$4,65 \cdot 10^{12}$	64,5	66,7	50,9	52,0
NaNO ₃ . . .	$3,90 \cdot 10^{12}$	77,0	78,0	61,6	63,4

Überdies wurden die Berechnungen für den trigonalen Quarz durchgeführt, dessen spezifische Wärme in dem der Rechnung zugänglichen Gebiet mit Hilfe zweier „Atom“-Schwingungen bei $\lambda_1 = 10,7 \mu$, $\lambda_2 = 26 \mu$ recht gut darstellbar ist.

Im zweiten Teil der Arbeit wird versucht auf Grund der Vorstellungen, welche den Theorien von Debye und Born-Kármán zugrunde liegen, zu der Zustandsgleichung der Kristalle zu gelangen. Wie einer elektromagnetischen Welle kommt auch den elastischen Wellen ein Druck auf eine reflektierende Fläche zu, freilich dadurch kompliziert, daß die Geschwindigkeiten der elastischen Wellen sich bei einer Dilatation des Kristalls ändern können. Diesem Druck der elastischen Wellen müssen die Kohäsionskräfte des Kristalls zusammen mit einem etwa vorhandenen äußeren Druck das Gleichgewicht halten. Entsprechendes gilt bei Kristallen von den übrigen Deformationsarten. Für die Energie eines Freiheitsgrades wird der Plancksche Ansatz (oder überhaupt eine dem Wienschen Verschiebungsgesetz genügende Funktion) angenommen.

Es zeigt sich, daß die so gewonnenen Resultate vollkommen mit den Forderungen der Thermodynamik im Einklang sind.

Für die thermische Dilatation folgt zwar ein allgemeines Parallelgehen mit der spezifischen Wärme, aber keine direkte Proportionalität (abgesehen von ganz hohen und ganz tiefen Temperaturen).

FÖRSTERLING.

Carl Caspar. Der Schmelzpunkt des neutralen Ammoniumsulfats. Chem. Ber. 53, 821, 1920. Der von Marchand gefundene Wert 140° bezieht sich auf das saure Ammoniumsulfat. Das neutrale Salz sintert im offenen Rohr von etwa 310° an, schmilzt bei 336 bis 339° und zersetzt sich bei 355° unter Gasentwicklung; im geschlossenen Rohr sintert es von etwa 360° an und schmilzt bei 417 bis 423° .

SCHHEEL.

Karl Reyscher. Das Wärmediagramm und die relative Feuchtigkeit der atmosphärischen Luft. Gesundheits-Ing. 43, 205—209, 1920. Es werden zunächst die verschiedenen für den Wassergehalt der Luft in der Technik üblichen Definitionen zusammengestellt und die sich aus ihnen ergebenden Werte des höchsten Dampfgehaltes und seines Wärmeinhaltes, bezogen auf 1 kg trockener Luft, zwischen 0 und 100° in Tabellen und Diagrammen wiedergegeben. Von den mehr oder minder gebräuchlichen Bezeichnungen empfiehlt der Verf. die von Mertens vorgeschlagene Benennung „Dampf-luft“. Es wird nun gezeigt, wie die relative Feuchtigkeit der Dampf-luft in einem Wärmediagramm (Abszissen: Wärmeinhalt; Ordinaten: Temperatur; Kurven konstanter relativer Feuchtigkeit) ganz einfach bestimmt werden kann. Dieses von Otto H. Müller jr. (ZS. d. Ver. d. Ingen. 1905, S. 11) zuerst angegebene Verfahren wird dann mit den Methoden von Hausbrand und von W. Schüle verglichen, denen es durch größere Einfachheit und Genauigkeit überlegen sei. Insbesondere wird das Hausbrandsche Verfahren verworfen, da die ihm zugrunde liegende Annahme, daß die Dampfspannung proportional mit dem Prozentsatz der Dampf-luft sinke, unzutreffend sei, und z. B. bei 80° und 25 Proz. auf 52 statt $87,2$ kcal Wärmeinhalt führe. Ein weiteres Wärmediagramm, bezogen auf die Raumeinheit der Luft, wird ausführlich behandelt. Es ist auch für Temperaturen über 100° brauchbar, während das auf das Kilogramm Luft bezogene Diagramm zwischen 90 und 110° versagt. MAX JAKOB.

Martin Krause. Zur Frage der Leistungsziffern von Kompressions-Kältemaschinen. ZS. f. d. ges. Kälteind. 27, 44—49, 1920. Ausgeführte Kältemaschinen lassen sich mit Idealprozessen nur unter der Voraussetzung vergleichen, daß die äußeren Bedingungen gleich sind. Besonders die Forderung gleicher Kühlwassermenge an Stelle der gleichen Kondensationstemperatur ist wichtig.

Der Vorschlag von Marchis, der Bestimmung der idealen Leistungsziffer den Carnot-Prozeß zugrunde zu legen, mit der mittleren Kühlwassertemperatur der zu beurteilenden Maschine als Temperatur der Wärmeabgabe, wird um so unbefriedigender, je größer die Kompressorarbeit im Verhältnis zur Kälteleistung ist, da diese Grundforderung nicht erfüllt ist.

Diese Forderung gleicher äußerer Bedingungen läßt sich jedoch sowohl für den Vergleich mit der idealen Carnot-Maschine, wie auch besonders für den praktisch noch aufschlußreicheren Vergleich mit der durch das gewählte System bestimmten Kältemaschine idealer Ausführung erfüllen, selbst für die erschwerenden Verhältnisse des Berieselungskondensators, so daß sich eine zutreffende Beurteilung der Güte einer ausgeführten Maschine stets ermöglichen läßt.

ALTENKIRCH.

Emile Jouguet. Sur un problème d'hydraulique généralisée. Écoulement d'un mélange gazeux en combustion. C. R. 169, 326—328, 1919. [S. 802.]

BLOCK.